PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 15 — 1. August 1936. Redaktionsschluß für Nr. 17 am 15. August 1936. — 37. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. Moser, Ein vereinfachtes und genaues Verfahren zur Berechnung der Wärmeverluste bei Heizwertmessungen. S. 529.

M. v. Ardenne, O. Groos u. G. Otterbein, Dispersionsmessungen im Gebiet der Dezimeterwellen. S. 533.

Vorträge von der 21. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 6. und 7. Juni 1936 zu Halle a. d. S.

M. v. Laue, Kikuchi-Enveloppen. S. 544.

L. Bergmann, Eine neue Methode zur Bestimmung des Curiepunktes ferromagnetischer Substanzen. S. 547.

K. Birus, Die Struktur der Rayleighstrahlung von Flüssigkeiten. S. 548.

H. Gobrecht, Weitere Untersuchungen über die Absorptions- und Emissionsspektren Seltener Erdionen im Ultrarot. S. 549.

C. Schreck, Weitere Versuche über den Dipoleffekt zäher Flüssigkeiten bei Hochfrequenz. S. 549.

H. Wolff, Über die Natur „erregter" Farbzentren. S. 552.

A. Smekal, Zur Theorie der Absorptionsspektren von Isolatorkristallen. S. 554.

W. Messerschmidt, Zum Barometereffekt der Ultrastrahlungsstöße. S. 557.

E. H. Winkler, Eine Doppelverstärkeranordnung zum Nachweis einzeln austretender Glühelektronen. S. 557.

W. Christoph, Über die Koinzidenzunschärfe bei Zählrohren. S. 558.

H. Raether, Der elektrische Durchbruch in der Nebelkammer. S. 560.

O. Maercks, Das Schallbeugungsspektrum als Lichtrelais. S. 562.

E. Estel, Messungen pulsierender Rohrströmung. S. 565.

Besprechungen:

B. Eck, Einführung in die technische Strömungslehre, II. Bd. Strömungstechnisches Praktikum. S. 566.

Gmelin-Handbuch der Anorganischen Chemie. Systemnummer 4, Lieferung 3: Stickstoff. Systemnummer 55: Uran und Isotope, mit einem Anhang über Transurane. Systemnummer 35: Aluminium, Teil A, Lieferung 3. Systemnummer 35: Aluminium, Teil A, Anhang. S. 566.

Handbuch der Experimentalphysik. Herausgegeben von W. Wien u. F. Harms. Bd. XI. Teil 2. Meißner: Elektronenleitung. S. 567.

W. B. Hardy, Collected Scientific Papers. S. 567.

E. Roller, Schulversuche zur Fluglehre. S. 567.

R. Süring, Die Wolken (Probleme der kosmischen Physik, Bd. XVI). S. 568.

VDI-Jahrbuch 1936. Die Chronik der Technik. S. 568.

Nachrichten. S. 568. — **Angebote.** S. 568.

ABHANDLUNGEN.

Ein vereinfachtes und genaues Verfahren zur Berechnung der Wärmeverluste bei Heizwertmessungen.

Von Helmut Moser.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Bei der Berechnung von Heizwerten, die unter Verwendung von kalorimetrischen Bomben bestimmt werden, muß man den Wärmeaustausch zwischen Kalorimetergefäß und Umgebung durch eine Temperaturberichtigung berücksichtigen, die nach verschiedenen rechnerischen und graphischen Verfahren bestimmt werden kann. Ein solches Verfahren soll einfach sein, damit Zeit gespart und die Wahrscheinlichkeit von Rechenfehlern vermindert wird, es soll genau sein wegen der wirtschaftlichen Bedeutung des Heizwertes. Die Forderungen nach Einfachheit und Genauigkeit sind bisher nicht recht in Einklang gebracht worden. Es ist bekannt und durch die Untersuchung von Müller-Neuglück[1]) bestätigt worden, daß die Genauigkeit der häufig benutzten einfachen Langbeinschen Formel[2]) den heutigen Anforderungen nicht mehr genügt. Andererseits sind die Formeln von Regnault-Pfaundler[3]) mit ihren Abänderungen und die graphischen Verfahren[4]) für technische Untersuchungen zu umständlich[5]).

Im folgenden wird gezeigt werden, wie man die Temperaturberichtigung mit Hilfe der genauen, nur etwas umgeformten Regnault-Pfaundlerschen Formel berechnen kann, ohne

1) H. H. Müller-Neuglück, Zeitschr. f. angew. Chem. **49**, 180, 1936.

2) J. prakt. Chem. **39**, 518, 1899.

3) Pogg. Ann. **129**, 102, 1866.

4) Siehe W. A. Roth, Thermochemie, Sammlung Göschen, Berlin und Leipzig 1932.

5) Eine Ausnahme macht lediglich das Rechenverfahren nach Schükarew (Zeitschr. f. phys. Chem. **56**, 453, 1906), das dem hier beschriebenen Verfahren am nächsten kommt, jedoch nicht mit beliebiger Annäherung an die Regnault-Pfaundlersche Formel durchgeführt werden kann.

wesentlich mehr Arbeit aufwenden zu müssen, als bei Benutzung der Langbeinschen Formel.

Nach Regnault-Pfaundler ist die Temperaturberichtigung gegeben c durch

$$c = m \cdot \Delta_v + \frac{\Delta_n - \Delta_v}{t_n - t_v}\left(\sum_1^{m-1} t + \frac{t_0 + t_m}{2} - m \cdot t_v\right). \quad (1)$$

In dieser Formel bedeuten:

t_0 = erste Temperatur des Hauptversuches.
t_m = letzte Temperatur d. Hauptversuches.
m = Dauer des Hauptversuches in Minuten.
Δ_v = mittlerer Temperaturabfall für jede Minute des Vorversuches. (Wenn die Temperatur im Vorversuch steigt, was gewöhnlich der Fall sein wird, ist Δ_v negativ.)
Δ_n = mittlerer Temperaturabfall für jede Minute des Nachversuches.
t_v = mittlere Temperatur des Vorversuches.
t_n = mittlere Temperatur des Nachversuches.
$\sum_1^{m-1} t$ = Summe der Temperaturen im Hauptversuch außer der ersten und letzten.

Der berichtigte Temperaturanstieg Δt des Kalorimeters wird dann

$$\Delta t = t_m - t_0 + c\,, \quad (2)$$

wobei angenommen ist, daß die Kaliberfehler des Thermometers bei t_m und t_0 bereits berücksichtigt sind.

Der Ausdruck

$$\frac{\Delta_n - \Delta_v}{t_n - t_v} = k \quad (3)$$

werde als „Kühlkonstante" des Kalorimeters bezeichnet. Der Einfachheit halber sei angenommen, daß die Temperaturablesungen nur in Zeitabständen von einer Minute vorgenommen werden, was für alle technischen Untersuchungen ausreicht.

Formel (1) kann ohne jede Vernachlässigung in folgender Form geschrieben werden:

$$c = m \cdot \Delta_n - (\Delta_n - \Delta_v) \cdot F\,, \quad (4)$$

wobei

$$F = m - \frac{1}{t_n - t_v}\left(\sum_1^{m-1} t + \frac{t_0 + t_m}{2} - m \cdot t_v\right). \quad (5)$$

Diese Schreibweise hat gewisse Vorteile. Es kann nämlich gezeigt werden, daß der Faktor F bei einem bestimmten Kalorimeter im wesentlichen nur von der Geschwindigkeit abhängt, mit der eine Verbrennung vor sich geht. Da diese bei demselben Brennstoff immer annähernd gleich bleibt, genügt eine ein- bis zweimalige Bestimmung von F für jede Brennstoffsorte, was bei Serienanalysen eine wesentliche Erleichterung bedeutet. Vorausgesetzt wird dabei nur, daß die Zündung immer zur Zeit t_0 (Beginn des Hauptversuches) erfolgt, und daß der Brennstoff stets unter annähernd denselben Bedingungen (z. B. gleicher Sauerstoffdruck) verbrannt wird. Wie die nachfolgenden Versuche zeigen, ist es nicht unbedingt erforderlich, daß immer dieselbe Menge des Brennstoffes genommen wird, sofern sich nur der Temperaturanstieg des Kalorimeters in den üblichen Grenzen von 1—3° hält. Daß der Faktor F annähernd unabhängig ist von der Dauer m des Hauptversuches, kann rein rechnerisch bewiesen werden.

Die in der Zahlentafel mitgeteilten Werte für den Faktor F sind mit zwei Kalorimetern bestimmt worden, die sich — wie am Kopfe der Zahlentafel vermerkt ist — in verschiedener Hinsicht voneinander unterscheiden. Die beiden Kalorimeter gehören den Systemen an, die heute fast ausschließlich für technische Heizwertmessungen fester und flüssiger Brennstoffe verwendet werden.

Zum besseren Verständnis der Zahlentafel sei vorausgeschickt, daß der Faktor F um so größer sein muß, je langsamer die Verbrennung vor sich geht, und daß eine Schwankung in F von 0,1 einen Fehler am Heizwert von nur 0,02 Proz. zur Folge hat, der bei allen technischen Heizwertmessungen vernachlässigt werden darf.

Es ist zunächst bemerkenswert, daß mit beiden Kalorimetern annähernd dieselben Werte für F gefunden wurden, obgleich Wasserwert und Rührvorrichtung ziemlich verschieden sind. Auch ein Einfluß des sog. Wärmeverteilers im Inneren der Bombe bei Kalorimeter I ist nicht festzustellen. Der Grund für diese gute Übereinstimmung bei beiden Kalorimetern mag darin liegen, daß für die Geschwindigkeit, mit der die Wärme von den Verbrennungsgasen auf das Kalorimeterwasser übertragen wird, in erster Linie das Volumen bzw. die innere Oberfläche der Bombe maßgebend ist. Da die Volumina der gebräuchlichen Verbrennungsbomben nur wenig voneinander abweichen — nach der deutschen Normvorschrift DIN DVM 3716 sollen sie zwischen 280 und 320 cm³ liegen — dürften ähnliche Werte für F auch in anderen Heizwertlaboratorien gefunden werden.

Die Abhängigkeit des Faktors F vom Sauerstoffdruck ist bei Benzoesäure nur gering, bei Koks dagegen beträchtlich, sofern ein Druck von weniger als 30 Atm. verwendet wird. Da jedoch in diesem Falle die Verbrennung gewöhnlich unvollständig ist, dürften Drucke unter 30 Atm. bei Koks kaum in Frage kommen. Eine Abhängigkeit von der Größe des Temperaturanstieges ($t_m - t_0$) bzw. der Menge des Brennstoffes

Zahlentafel.

Brennstoff	Oberer Heizwert kcal/kg	Kalorimeter I, Turbinenrührwerk, Bombe mit Wärmeverteiler, Wasserwert = 3975 cal/°, k = 0,0015 1/Min.			Kalorimeter II, Vertikalrührer, Bombe ohne Wärmeverteiler, Wasserwert = 2534 cal/°, k = 0,0021 1/Min.		
		$t_m - t_0$ C	Sauerstoffdruck Atm.	F min.	$t_m - t_0$ C	Sauerstoffdruck Atm.	F min.
Benzoesäure	6324	1,9	25	$1,1_2$	2,0	20	$1,2_1$
		1,0	30	$1,1_5$	1,2	30	$1,0_6$
		1,1	30	$1,0_5$	3,1	30	$1,1_2$
		1,1	40	$1,0_4$	1,5	40	$1,1_0$
		2,0	40	$1,1_0$	1,8	40	$1,0_1$
Mineralöl	10860	2,8	35	$1,1_8$	2,1	30	$1,1_9$
		2,8	35	$1,1_1$			
		2,8	35	$1,2_0$			
Sächsische Braunkohle (lufttrocken)	4644	1,4	30	$1,1_7$	2,0	30	$1,1_1$
		1,4	30	$1,2_1$			
		1,5	30	$1,1_5$			
		1,5	30	$1,2_0$			
Oberschlesischer Anthrazit	7963	1,8	30	$1,3_4$	2,3	30	$1,2_5$
		1,8	30	$1,2_3$			
		2,0	30	$1,2_8$			
		2,1	30	$1,3_2$			
Westfälischer Zechenkoks (lufttrocken)	6970	2,0	25	$2,0_3$	2,3	20	$2,2_7$
		1,9	25	$2,0_5$[1]	2,3	25	$1,9_4$
		1,3	30	$1,7_2$	0,5	30	$1,6_2$
		1,3	30	$1,6_7$[1]	1,7	30	$1,5_8$
		1,6	30	$1,7_1$[1]	3,4	30	$1,6_5$
		2,0	30	$1,5_6$	2,9	40	$1,6_4$
		2,2	30	$1,6_7$			
		2,4	40	$1,6_8$			

1) Bei diesen Versuchen wurde 0,05 g Paraffinöl zugesetzt.

kann bei gleichem Sauerstoffdruck nicht festgestellt werden. Dasselbe gilt auch für die geringen Paraffinölzusätze beim Koks. Der Einfluß der Brennstoffsorte auf den Faktor F liegt in der erwarteten Richtung, indem bei Brennstoffen mit geringem Gehalt an flüchtigen Bestandteilen die Durchzündung und daher auch die Verbrennung langsamer vonstatten geht[1]).

Durch die Versuche wird somit bewiesen, daß der Faktor F bei demselben Brennstoff als Konstante angesehen werden kann, da die zufälligen Schwankungen den Betrag von 0,1 kaum überschreiten und daher für technische Messungen ohne Bedeutung sind [vgl. Gleichung (7)]. Was die Größe des Faktors F anbelangt, so liegt dieser im allgemeinen zwischen 1,0 und 2,0. Langsamere Verbrennungen als bei Koks dürften nur sehr selten vorkommen. Bei Substanzen, die noch rascher verbrennen als Benzoesäure, dürfte die Trägheit der üblichen Kalorimeteranordnungen verhindern, daß der Wert 1,0 wesentlich unterschritten wird.

1) Ein ähnliches Verhalten wurde von Müller-Neuglück (a. a. O.) beobachtet.

Es möge an dieser Stelle bemerkt werden, daß Gleichung (4) für $F = 0,5$ in die Langbeinsche Formel übergeht, die somit nicht mehr als zutreffend angesehen werden kann. Da vielfach die Ansicht vertreten wird, daß die Anwendung der Langbeinschen Formel dann ohne Bedenken gestattet sei, wenn bei der Wasserwertbestimmung des Kalorimeters mit Benzoesäure dieselbe Formel angewendet wird, sei folgendes bemerkt. Wenn auch eine Wasserwertbestimmung des Kalorimeters mit Benzoesäure an Ort und Stelle ohne Zweifel gewisse Vorteile hat, weil dadurch verschiedene systematische Fehler an den Meßgeräten oder ihrer Handhabung ausgeschaltet werden, so wird doch durch dieses Verfahren nur der Unterschied zwischen $F = 0,5$ nach Langbein und $F \sim 1$ nach Regnault-Pfaundler (Benzoesäure) beseitigt. Die verschiedene Verbrennungsdauer der Brennstoffe wird aber dadurch nicht berücksichtigt.

Es hat sich nun auf Grund zahlreicher Beobachtungen gezeigt, daß man auf die rechnerische Bestimmung von F nach Formel (5) gänzlich verzichten und trotzdem der verschiedenen

Verbrennungsdauer der Brennstoffe mit guter Annäherung Rechnung tragen kann, wenn man zwischen „rasch" und „langsam" verlaufenden Verbrennungen unterscheidet und für diese beiden Fälle bestimmte Zahlenwerte für F festsetzt.

Zu der ersten Gruppe können solche Brennstoffe gerechnet werden, bei denen die größte Temperatursteigerung in der ersten Minute des Hauptversuches erfolgt. Für diesen am häufigsten vorkommenden Fall kann $F = 1{,}0$ gesetzt werden, wodurch Gleichung (4) in folgende Form übergeht:

$$c = (m - 1) \cdot \Delta_n + \Delta_e \,. \qquad (6)$$

Diese Formel ist noch etwas einfacher wie die Langbeinsche und liefert wesentlich bessere Übereinstimmung mit der Regnault-Pfaundlerschen Gleichung.

Langsam verlaufende Verbrennungen können dadurch charakterisiert werden, daß die größte Temperatursteigerung in der zweiten Minute des Hauptversuches erfolgt. In diesem Falle wird $F = 1{,}5$ gesetzt. Die Entscheidung zwischen den beiden Werten für F ist somit sehr einfach zu treffen, und es genügt, wenn sie für jede Brennstoffsorte nur ein- bis zweimal vorgenommen wird. Weitere Versuche haben gezeigt, daß $F = 1{,}25$ wird, wenn die Temperatursteigerungen in der ersten und zweiten Minute des Hauptversuches annähernd gleich groß sind. Daraus folgt, daß der größte Fehler an F, der im Bereiche von 0,75—1,75 bei Anwendung des vereinfachten Verfahrens möglich ist, $\pm$ 0,25 beträgt. Dies entspricht, wie später gezeigt wird (Gleichung 7), einem Fehler am Heizwert von höchstens $\pm$ 0,05 Proz.

An dieser Stelle möge noch etwas über die durch Gleichung (3) definierte „Kühlkonstante" des Kalorimeters gesagt werden, deren Bedeutung bei technischen Heizwertmessungen vielfach nicht richtig erkannt wird. Gemäß ihrer Definition gibt die Kühlkonstante die minütliche Temperaturänderung des Kalorimeters an für den Fall, daß die Temperatur des Kalorimetergefäßes von der Umgebungstemperatur[1]) um 1° verschieden ist (und keine Verbrennung stattfindet). Bei gegebenem Wasserwert ist die Kühlkonstante somit ein Maß für den Wärmeverlust des Kalorimeters in jeder Minute und damit auch für die Wärmeisolation des Kalorimetergefäßes. Ein allseitig von Luft (mindestens 1 cm) umgebenes Kalorimetergefäß der üblichen Bauart hat eine in erster Linie nur vom Wasserwert abhängige Kühlkonstante, die bei den gebräuchlichen Wasserwerten von 2400—4000 cal/° zwischen 0,0025 und 0,0015 1/Min. liegt. Eine größere Kühlkonstante als 0,0025 1/Min. läßt im allgemeinen auf ungenügende Isolation des Kalorimetergefäßes schließen und ist deshalb für die Heizwertmessung von Nachteil, weil die Wärmeverluste in demselben Maße zunehmen und ihre Berichtigung entsprechend ungenauer wird.

Ein derartiger Fall einer scheinbar schlechten Isolation ist bei einem Kalorimeter beobachtet worden, dessen Kalorimetergefäß auf einer ebenen Glasplatte aufgestellt war und das bei einem Wasserwert von 3400 cal/° eine Kühlkonstante von 0,0042 besaß. Nachdem dieses Kalorimetergefäß auf drei isolierenden Hartgummispitzen aufgestellt worden war, wurde eine Kühlkonstante von nur 0,0020 1/Min. gefunden. Solche Glasuntersätze haben außerdem noch den Nachteil, daß sie einen etwas schwankenden Beitrag zum Wasserwert des Kalorimeters liefern und daß bei ihrer Verwendung die Umgebungstemperatur am Boden des Kalorimetergefäßes unscharf definiert ist. Sie sollten daher nicht mehr verwendet und durch eine isolierende Dreipunktunterlage ersetzt werden.

Unter den obigen Gesichtspunkten müssen auch die von Müller-Neuglück (a. a. O.) angegebenen Heizwerte etwas anders beurteilt werden, die nach verschiedenen Formeln für die Temperaturkorrektion berechnet sind. Wie aus den drei in dieser Arbeit mitgeteilten Berechnungsbeispielen hervorgeht, wurde ein Kalorimeter benutzt, das bei einem Wasserwert von rund 3600 cal/° eine zwischen 0,003 und 0,004 1/Min. liegende Kühlkonstante besaß. Daraus muß entsprechend unserer obigen Festsetzung auf ungenügende Wärmeisolation des Kalorimetergefäßes geschlossen werden. Da bei guter Wärmeisolation eine Kühlkonstante von nur etwa 0,0018 1/Min. zu erwarten ist, würden sich in diesem Falle auch nur etwa die halben Abweichungen zwischen den mit verschiedenen Korrektionsformeln berechneten Heizwerten ergeben haben, was mit den von mir gemachten Beobachtungen über die Ungenauigkeit der Langbeinschen Formel auch besser übereinstimmt.

Wenn die Kühlkonstante k eines Kalorimeters bekannt ist, kann auch der Fehler ε berechnet werden, der infolge einer Unsicherheit des Faktors F [in Gleichung (4)] um den Betrag ΔF an der Temperaturerhöhung $(t_n - t_v)$ und damit auch am Heizwert hervorgerufen wird. Soll ε in Hundertteilen gefunden werden, so gilt:

$$\varepsilon = 100 \cdot k \cdot \Delta F \,. \qquad (7)$$

Für eine mittlere Kühlkonstante von 0,0020 ($= k$) und $\Delta F = 0{,}1$ liefert Gleichung (7)

[1]) Es möge hier unberücksichtigt bleiben, daß die Temperatur des Kalorimetergefäßes im stationären Zustand (Temperaturänderung Null) infolge der Rührwärme und der Wasserverdunstung von der Umgebungstemperatur etwas abweichen kann.

$\varepsilon = 0{,}02$ Proz. Dieser Wert ist bei der Beurteilung der Genauigkeit zugrunde gelegt, mit der die Temperaturberichtigung nach dem eingangs beschriebenen Verfahren bestimmt werden kann.

Zusammenfassung.

Die Arbeit gibt ein vereinfachtes Verfahren zur Berechnung der Wärmeverluste bei Heizwertmessungen mit der kalorimetrischen Bombe, das sich kurz wie folgt zusammenfassen läßt.

Die Temperaturberichtigung wird nach Gleichung (4) bestimmt. Der Faktor F in dieser Gleichung ist für jede Brennstoffsorte eine Konstante, wenn die Zündung immer zur Zeit t_0 (Beginn des Hauptversuches) vorgenommen und der Brennstoff stets unter annähernd denselben Bedingungen (z. B. gleicher Sauerstoffdruck) verbrannt wird. Für jede Brennstoffsorte genügt daher eine ein- bis zweimalige Bestimmung von F, die in folgender Weise vorgenommen werden kann:

1. F wird nach Gleichung (5) berechnet oder
2. Für F werden bestimmte Zahlenwerte in Gleichung (4) eingesetzt, und zwar:

$F = 1{,}0$, wenn die größte Temperatursteigerung in der ersten Minute des Hauptversuches erfolgt.

$F = 1{,}5$, wenn die größte Temperatursteigerung in der zweiten Minute des Hauptversuches erfolgt.

Am Schluß der Arbeit wird auf die Bedeutung der „Kühlkonstanten" eines Kalorimeters hingewiesen und festgestellt, daß eine größere Kühlkonstante als 0,0025 1/Min. bei den für technische Heizwertmessungen üblichen Kalorimetern auf schlechte Wärmeisolation des Kalorimetergefäßes schließen läßt.

Berlin-Charlottenburg, im Juni 1936.

(Eingegangen 13. Juni 1936.)

Dispersionsmessungen im Gebiet der Dezimeterwellen.

Von Manfred von Ardenne, Otto Groos und Georg Otterbein.

I. Einleitung.
II. Meßmethode und ihre Genauigkeit.
III. Meßergebnisse.
IV. Diskussion der Meßergebnisse.
V. Anhang.
VI. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Unter den Begriff der anomalen Dispersion fällt auch die Erscheinung, daß im Gebiet kurzer elektrischer Wellen der Brechungsindex von Flüssigkeiten und auch festen Körpern mit abnehmender Wellenlänge immer kleiner wird. Diese Erscheinung ist unabhängig von der normalen Dispersion, die als Folge einer gewöhnlichen Leitfähigkeit der untersuchten Substanz auftritt. Ursächlich verknüpft ist mit der anomalen Dispersion eine Absorption der in Frage kommenden Wellen und ebenso eine Dispersion der Dielektrizitätskonstanten (DK.).

Zur Erklärung der anomalen Dispersion gibt es zwei Theorien. Einmal nimmt Drude (1) an, daß den Molekülen der Substanzen im Gebiet der Wellen, in dem anomale Dispersion auftritt, Eigenschwingungen zukommen, ähnlich wie dies im optischen Gebiet der Fall ist. Dies würde bedingen, daß scharf ausgeprägte Absorptionsstreifen auftreten [Heim (2): „Resonanzdispersion"]. Ist der „Resonator" stark gedämpft, so wird eine starke Verbreiterung solcher Absorptionsstreifen die Folge sein. Im Gegensatz dazu steht die Debyesche Theorie, die den Abfall der DK. im Dispersionsgebiet auf die jeweilige Orientierung der den Molekülen eigenen Dipole zurückführt.

Im einzelnen soll hier nicht näher auf die Erläuterung dieser Theorien eingegangen werden, da in letzter Zeit eine ganze Reihe von Veröffentlichungen sich eingehend mit dieser Frage beschäftigt haben. Wir verweisen daher auf die diesbezüglichen Arbeiten und Messungen (3, 4, 5, 6).

Die Drudesche Auffassung bedingt für den Fall eines einzigen Resonators einen scharfen Absorptionsstreifen im optischen Sinn und damit verbunden auch eine den optischen Verhältnissen ähnliche Dispersion für den Fall einer geringen Dämpfung des Resonators. Da der Abfall des Brechungsindex und die damit verbundene Absorption sich aber fast bei allen bekannten Messungen über ein breites Frequenzspektrum (meist einige Oktaven) erstreckt, so muß man auf einen äußerst stark gedämpften Resonator schließen. Weiterhin waren die von anderen Autoren zuweilen festgestellten, teilweise dicht aufeinander folgenden Dispersionsstreifen nicht durch einen einzigen Resonator zu erklären. Man wäre hier gezwungen, mehrere Resonatoren einzuführen, deren Eigenfrequenzen eng benachbart liegen. Die Debyesche Theorie dagegen gibt eine zwanglosere Erklärung für die Breite des Dispersionsgebietes (4).

Eine Entscheidung für oder gegen eine dieser Theorien ist sehr erschwert durch eine große Anzahl sich widersprechender experimenteller Ergebnisse. So sind verschiedentlich an Wasser, Alkohol und auch nichtpolaren Substanzen (9) Dispersionsstreifen gefunden worden, die zwar keine große Dispersion aufweisen

($\Delta n^2_{(H_2O)} \approx 0{,}22$, wobei $n^2 = 81$), dagegen sehr scharf und ausgeprägt sind, sog. „Methylstreifen" (7, 8, 9, 10, 11, 12, 13).

Von anderer Seite konnten wiederum diese „Methylstreifen" nicht bestätigt werden (14, 15, 16). Die Hauptschwierigkeit die vorhandenen Messungen zu vergleichen, liegt sicherlich darin, daß alle Autoren, die ausgeprägte Dispersionsstreifen finden, mit mehr oder weniger stark gedämpften Wellen ihre Messungen ausführen mußten, da die Erzeugung ungedämpfter Wellen noch nicht möglich war. Der Einfluß des zeitlichen Dämpfungsfaktors ist aber von einer Größenordnung, daß durch ihn Effekte der beobachteten Größe vorgetäuscht werden können [I. Malsch (17)].

Es ist jedenfalls nicht möglich, aus den bisher vorliegenden Messungen ohne weiteres die Übereinstimmung mit einer der beiden angeführten Theorien nachzuweisen. Es sind allerdings Messungen veröffentlicht worden von Mizushima (18), Malsch (17), Goldammer (19) und Plötze (26), die zeigen, daß die Theorie von Debye im wesentlichen die Erscheinungen der anomalen Dispersion zu erklären imstande ist. Insbesondere gibt diese Theorie eine Erklärung für die starke Abhängigkeit der anomalen Dispersion von der Temperatur und der inneren Reibung, während die Drudesche Auffassung in dieser Hinsicht versagt. Ferner sind auf diesem Gebiet die Messungen und Überlegungen von M. Wien und seinen Schülern (27) zu nennen, im besonderen die ausführliche Arbeit von Dahms (28). Wien entwickelte eine Methode zur Prüfung der Debyeschen Theorie in einem Frequenzgebiet (im allgemeinen im Ultrakurzwellengebiet), in dem zwar eine Änderung der DK. (Brechungsindex!) sehr schwierig zu messen ist, wohl aber ist die Absorption schon meßbar. [Vgl. hierzu P. Debye (4).] Nach der Theorie sollte die Dipolleitfähigkeit dem Quadrat der Kreisfrequenz (ω^2) proportional sein. Die Prüfung erfolgt mit der von Wien entwickelten Barrettermethode. Gemessen wurden reine Stoffe und Lösungen verschiedener Konzentration. Bei den reinen Stoffen (Nitrobenzol und Alkohole) wie auch bei schwachkonzentrierten Lösungen von Zucker und Lävulose ist die Theorie gut erfüllt. Bei höheren Konzentrationen der Lösungen wurden starke Abweichungen von der Theorie beobachtet. Dies ist verständlich, wenn man bedenkt, daß die zwischenmolekularen Kräfte und Bindungen bei der Rechnung nicht genügend berücksichtigt werden konnten. So weist auch Martin (29) in einer kurzen Mitteilung darauf hin, daß bei Messungen an Lösungen niedriger Konzentration und darauffolgender Extrapolation auf unendliche Verdünnung die Theorie qualitativ gut erfüllt ist, daß aber immer noch quantitative Abweichungen da sind.

Wir haben uns die Aufgabe gestellt, zu untersuchen, ob im Bereich der Dezimeterwellen, in dem eine große Anzahl Substanzen anomale Dispersion zeigen sollte, Dispersionsstreifen vorliegen und gegebenenfalls deren Höhe und Halbwertsbreite zu bestimmen. Die Klärung dieser Fragen erscheint wichtig im Hinblick auf die öfters aufgeworfene Frage, ob die Ultrakurzwellen und Dezimeterwellen spezifische, z. B. biologische und chemische Wirkungen auszulösen vermögen, denn scharf ausgeprägte, etwa nur bei den Dezimeterwellen auftretende Wirkungen sind dann zu erwarten, wenn schmale Absorptionsstreifen auftreten. Nicht zu erwarten sind sie dagegen, falls die Absorption sich über ein breites Frequenzspektrum erstreckt. Absorption über ein sehr breites Frequenzspektrum haben Schliephake (24) und Pätzold (25) bei biologischen Substanzen im Wellenbereich von einigen Metern gefunden und als Folge ihrer Elektrolytleitfähigkeit gedeutet. May und Schaefer (30) haben die Dispersion einer Anzahl biologischer Stoffe im Wellenbereich von 1 bis 10 m untersucht und finden einen normalen Verlauf. Nach ihren Messungen ist eine Erklärung der starken Erwärmung mancher biologischer Stoffe im Kondensatorfeld bei Meterwellen als Folge anomaler Dispersion nicht möglich. I. Hausser (31) fand bei einer äußerst verwickelt aufgebauten Gehirn- und Nervensubstanz einen anomalen Dispersionsverlauf im Gebiet der Meterwellen. Zur Erklärung dieses Verhaltens wird der Bau des Moleküls herangezogen.

II. Meßmethode und ihre Genauigkeit.

Es sind zwei Wege möglich, den Verlauf der anomalen Dispersion zu untersuchen. Einmal kann man versuchen, die optischen Konstanten, also den Brechungsindex n und den Absorptionsindex $\varkappa$, zu bestimmen. Oder man bestimmt die Dielektrizitätskonstante ε und die verallgemeinerte Leitfähigkeit σ, die neben der Gleichstromleitfähigkeit auch die durch die dielektrischen Verluste bedingte Leitfähigkeit („scheinbare Leitfähigkeit") mit enthält. Bei der Messung aller dieser Größen ist es indes sehr schwierig, entweder eine rein optische oder eine rein elektrische Meßmethode anzuwenden. Am häufigsten benutzt wurden wohl die vorbildlichen Drudeschen Methoden, doch sind noch eine Reihe anderer, meist irgendwie abgewandelter Drudescher Anordnungen verwandt worden.

(Es würde zuweit führen, im Rahmen dieser Arbeit alle Methoden zu besprechen, es sei auf die angeführten zusammenfassenden Aufsätze verwiesen.)

Die von uns benutzte Anordnung ist die erste Drudesche. Sie gestattet, im Gegensatz zu den früheren Messungen, mit ungedämpften Wellen im Dezimeterwellenbereich sehr genau den Brechungsindex n der untersuchten Substanzen zu messen.

Die Absorption selbst wurde nicht gemessen. Die Gründe dafür seien kurz angegeben: Es ist möglich, den Absorptionsindex zu bestimmen:

1. aus der Abnahme der Resonanzmaxima mehrerer aufeinander folgender Resonanzen bei der ersten Drudeschen Methode (Trog-Methode);
2. aus der Verbreiterung des Resonanzmaximums bei der zweiten Drudeschen Methode, wenn das Meßlechersystem auf Resonanz abgestimmt wird einmal ohne und einmal mit Dielektrikum;
3. aus der Intensitätsabnahme der direkten Strahlung, wenn zwischen Sender und Empfänger ein absorbierendes Medium veränderlicher Dicke eingeschaltet wird. Ist nämlich I_x die Intensität, nachdem die auftreffende Welle den Weg x im untersuchten Medium zurückgelegt hat, und I_0 die Intensität ohne zwischengeschaltetes Medium, so folgt:

$$I_x = I_0 e^{-4\pi n \varkappa \frac{x}{\lambda_0}}.$$

Bei den Methoden 1 und 2 ist Bedingung, daß die verwendeten Indikatoren zur Bestimmung der Resonanz im Meßsystem proportional der magnetischen Feldstärke ansprechen, d. h. daß sie auf den „Stromeffekt" ansprechen. Es wären also zu verwenden ein Thermokreuz oder ein aperiodischer Detektorkreis. Versuche mit beiden zeigten aber, daß ein Arbeiten mit Thermokreuz nicht möglich war, ebenso mußte beim aperiodischen Detektorkreis das Meßsystem so fest angekoppelt werden, daß eine größere Folge symmetrischer Resonanzkurven in den wenigsten Fällen zu erreichen war. Zudem zeigten die von uns verwandten Kristalldetektoren bei den benutzten Wellen von etwa 60–13 cm Wellenlänge regelmäßig eine starke Ermüdung, so daß zwar Messungen über längere Zeiten möglich waren, keinesfalls aber die erhaltenen Resonanzkurven in Höhe und Halbwertsbreite untereinander verglichen werden durften. Diese Erscheinung wird mit dazu beitragen, daß die meisten Messungen des Absorptionsindex in diesem Wellengebiet so starke Unterschiede aufweisen. Da wir in erster Linie darum bemüht waren, festzustellen, ob in dem uns zur Verfügung stehenden Wellenbereich überhaupt starke Dispersionsstreifen vorhanden sind, wurde davon abgesehen, eine genaue Bestimmung der Absorption mit den Drudeschen Methoden weiterzuverfolgen.

Zu der dritten „optischen" Methode ist im besonderen Stellung zu nehmen. Benutzt worden ist sie in nur wenigen Fällen. Ausführlich beschrieben findet man sie bei Möbius (12) für gedämpfte Wellen zwischen 7 und 35 mm Wellenlänge. Ebenso hat Eckert (20) bei gedämpften Wellen von 88, 57, 33 und 17,5 mm mit dieser optischen Methode Absorptionsuntersuchungen angestellt. In neuester Zeit hat Seeberger (21) diese Methode für ungedämpfte Wellen von 12,6, 13,6, 14 und 19 cm benutzt zu Messungen der Absorption. Das Prinzip bei Möbius und Eckert ist folgendes: Sender und Empfänger befinden sich in der Brennlinie je eines Hohlspiegels, die zu untersuchende Substanz wird in den Strahlengang eingeschaltet und die Absorption gemessen aus dem Intensitätsverhältnis am Empfänger. Bei den Abmessungen der benutzten Wellenlängen ist diese Methode sicherlich brauchbar, da in diesem Falle die Ausmaße der Hohlspiegel noch in solchen Grenzen sind, daß eine Messung der Absorption durch zwischengeschaltete planparallele Flüssigkeitsschichten möglich ist. Vor allem ist anzunehmen, daß die Wellenfront der einfallenden Wellen gut definiert ist, daß daher Brechungseinflüsse usw. kaum störend wirken werden bzw. berücksichtigt werden können. Ebenso ist die Anordnung einwandfrei hinsichtlich der Erfassung der gesamten ausgestrahlten Energie, da die Empfangsanordnung (Hohlspiegel!) ja nichts anderes vorstellt als eine gute Integrationsmethode. Anders liegen die Verhältnisse bei der Anordnung, die Seeberger angegeben hat. Bei ihm befindet sich der Sender vor einer Blende, deren Öffnung von der Größenordnung einer Wellenlänge ist. Hinter der Blende folgt eine Vorrichtung, die gestattet, eine Flüssigkeitsschicht veränderlicher Dicke zwischen Blende und Empfänger einzuschalten. Letzterer befindet sich dabei in einiger Entfernung von der Flüssigkeitsschicht. Eine ähnlich aufgebaute Versuchsanordnung ist von uns (ohne Kenntnis der Seebergerschen Anordnung) vor längerer Zeit bei etwa 30 cm Wellenlänge versucht worden. Die Versuche ergaben keine eindeutigen Ergebnisse, ja nicht einmal auf die Dauer wiederherstellbare Ergebnisse bei derselben Versuchsanordnung. Dies ist dadurch zu erklären, daß die störenden Einflüsse wie die Unkenntnis der Wellenfront, der Brechung und der Beugung am Spalt nicht zu erfassen sind. Auch

hat sich gezeigt, daß bei einer genauen Messung der Absorption mit einer solchen optischen Methode eine Empfangseinrichtung, die eine Integration über den Strahlungsraum hinter der Flüssigkeit ermöglicht, unerläßlich ist. Parabolspiegel sind zu diesem Zweck nur dann sinnvoll, wenn mit dem Einfall einer „optisch parallelen" Strahlung gerechnet werden kann. Dies bedingt eine der Möbiusschen Methode gleiche Anordnung von Sender und Empfänger, also einen Aufbau, der bei der Größe der von uns verwandten Wellenlängen für genaue Messungen zu solchen Ausmaßen der Versuchsanordnung führt, daß ihre Ausführung praktisch nicht möglich ist, da die dabei benötigten Flüssigkeitsmengen und sonstigen Materialaufwendungen außerordentlich groß würden. Es war uns nicht möglich, mit dieser Anordnung einwandfreie Ergebnisse zu erzielen.

Wir verwendeten zur Bestimmung des Brechungsindex die erste Drudesche Anordnung. Dabei ist die Ausgestaltung der Meßapparatur so durchgeführt worden, daß die natürlichen Fehlerquellen so weit als möglich eingeschränkt wurden.

In den folgenden Zeilen wird im einzelnen auf die Ausführungsform unserer Meßanordnung eingegangen, zu der wir im Laufe unserer Arbeiten gelangt sind. Die Sender sind an ein Lechersystem mit Posaunenauszug angekoppelt. Der Trog befindet sich auf einer Leitschiene mit Spindeltrieb (Fig. 1), so daß die Knoteneinstel-

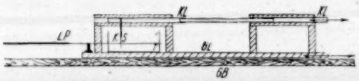


Fig. 1. Aufbau der Meßapparatur.
LP = Lecherposaune, GL = Große Leitschiene, KL = Kleine Leitschiene, T = Trog, KS = Kurzschlußscheibe, GB = Grundbrett.

lung am Trog durch die Lecherposaune und den Trieb sehr genau eingestellt werden kann. Mit dieser großen Leitschiene fest verbunden sind zwei weitere kleine Leitschienen, die miteinander starr verbunden sind und einen Abstand von etwa 1,5 m haben. Die vom Trog entfernte kleine Leitschiene ist mit einem feinen Gewindetrieb versehen, die am Trog befindliche ist mit der Kurzschlußscheibe des Lechersystems im Trog fest verbunden. Dadurch ist ein erschütterungsfreies und störungsfreies Arbeiten gewährleistet, da die messende Person sich in etwa 2 m Abstand vom Meßsystem befindet. Die Bestimmung der Resonanzstellen erfolgt durch Ablesung mit Nonius an einem genauen Maßstab. Die Temperatur des Raumes und der Flüssigkeit im Trog wird auf etwa 18° C gehalten. Bei Bestimmung des Temperaturkoeffizienten wird die Temperatur der Flüssigkeit durch Heiz- oder Kühlkörper, die das Meßsystem nicht beeinflussen, da sie sich hinter der Kurzschlußscheibe befinden, so eingestellt, daß sie sich über die Dauer einer Messung um höchstens 0,2° C ändern kann.

Als Sender[1]) werden benutzt für die Wellenlängen von etwa 50 cm und 30 cm die Telefunkenröhren RS 296 und RS 295 nach H. E. Hollmann, für die Wellenlänge 13,45 cm eine Spezialröhre nach K. Kohl (Pintsch, Berlin). Die Telefunkenröhren können durch ein an Gitter und Anode befindliches Paralleldrahtsystem in gewissen Grenzen auf verschiedene Wellenlängen abgestimmt werden, die alle in der Nachbarschaft der Grundwelle liegen. Man muß dabei in Kauf nehmen, daß weniger Energie abgegeben wird als bei Erregung in der Grundwelle. Sämtliche Zuleitungen zu der Röhre (Heizung, Anodenspannung und Gitterspannung) sind an der Röhre hinter dem Resonanzsystem mit Drosseln versehen. Röhren, Instrumente und Regelaggregate sind nach außen vollkommen abgeschirmt, bis auf zwei Fenster zur Ankopplung für das Meßlechersystem und den Wellenmesser. Dieser besteht ebenfalls aus einem Lechersystem, dessen Kurzschlußscheibe mittels feinem Gewindetrieb verschoben wird. Da die Sender nach außen vollkommen abgeschlossen sind und zudem auf die einzelnen angegebenen Wellen abgestimmt sind, so sind Frequenz und Amplitude der Schwingungen außerordentlich beständig. Die Einbrennzeit beträgt etwa 1 Stunde. Die vollkommene Abschirmung ist nötig, weil bei diesen Wellenlängen in einem Raum mit unabgeschirmten Sendern an den Lechermeßsystemen unter der Einwirkung des Störfeldes der direkten und reflektierten Strahlung keine genügend symmetrischen Resonanzkurven aufgenommen werden können. Als Indikatoren werden im Spannungsbauch lose kapazitiv angekoppelte Detektorkreise benutzt, die wesentlich besser arbeiten als induktiv angekoppelte. Solche Indikatoren sind vor allem unempfindlicher gegen Streufelder, auch ist die Ankopplung an das Meßsystem „punktförmig", so daß man eine sondenförmige Abnahme der Spannung am Lechersystem hat. Die mechanische Ausführung zeigt Fig. 2. Verwandt werden Pyrit-Silberdetektoren und Galvanometer mit einer Empfindlichkeit von 10^{-7} Amp.

1) Die zur Schwingungserzeugung im Wellenspektrum zwischen 10 und 100 cm gut geeigneten Magnetfeldröhren mit geschlitzten Anoden standen den Autoren zur Zeit der Durchführung dieser Untersuchung leider noch nicht zur Verfügung.

Die benutzten Tröge sind so bemessen, daß eine Beeinflussung der Resultate durch zu kleine Abmessungen vermieden wird. Es sind drei Troggrößen vorhanden von den Ausmaßen 75 × 75 × 145 mm, 80 × 80 × 300 mm und 80 × 80 × 500 mm. Die Wandstärke beträgt etwa 2 mm, die Drahtdurchführungen sind teils mit Korkscheibchen abgedichtet, teils direkt eingekittet.

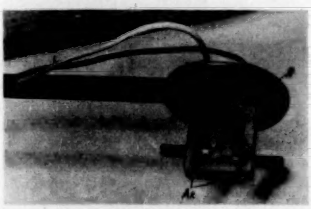


Fig. 2. Ausführung des Indikators.
A_k = Elektroden zur kapazitiven Ankopplung, Kr = Kristall, D = Drosseln, R = als Reflektor und Überbrückungskapazität dienende Doppelplatte, L = Leitungen zum Galvanometer.

Die Ankopplung des Meßlechersystems und des Wellenmessers, ebenso der Indikatorkreise geschieht immer mindestens so lose, daß symmetrische Resonanzkurven (Kontrolle!) erhalten werden. Auch muß zur Erzielung reiner Gegentaktwellen und vollkommen symmetrischer Resonanzkurven sowohl die Ankopplung als auch der Aufbau der Lecherleitungen möglichst symmetrisch erfolgen.

Der Brechungsindex ergibt sich als Verhältnis der Wellenlänge in Luft zur Wellenlänge in der Flüssigkeit. Die Gesamtgenauigkeit der Messung des Brechungsindex ist abhängig von der Genauigkeit der Wellenlängenmessung im Trog und am Wellenmesser und von der Knoteneinstellung am Trog. Die Messung der Wellenlänge in Luft ist etwa 0,1—0,2 Proz. genau, im Trog etwa 0,4—0,5 Proz. Schwieriger ist die Knoteneinstellung am Trog zu bewerkstelligen, so daß die dadurch bewirkte Ungenauigkeit etwas größer ist. Die Einstellung erfolgt folgendermaßen: Direkt an der Glaswand wird eine dünne Metallfolie angebracht, die die gesamte Strahlung reflektiert und einen Knoten erzwingt. Durch Verschieben der Trogleitschiene wird auf Resonanz eingestellt. Diese Resonanzlage wird zur Kontrolle verglichen mit einer graphischen Darstellung, die n^2 als Funktion der Verschiebung des Troges nach beiden Seiten des Knotens zeigt. Fig. 3 ist als Beispiel solch ein Diagramm für Wasser bei der Wellenlänge 13,45 cm und 20,4° C. Man ersieht daraus, daß zu beiden Seiten des Knotens n^2 als Funktion der Verschiebung innerhalb der Fehler als Gerade angesprochen werden kann. Im Schnittpunkt der beiden Geraden liegt der Knoten selbst. Die so bestimmte Knotenlage ist von der direkt eingestellten Knotenlage um höchstens 1 mm verschieden, was schlimmstenfalls einen

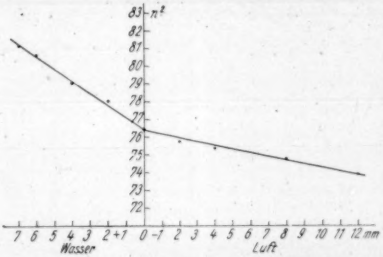


Fig. 3. Bestimmung der Knotenlage am Trog.

Fehler von 0,5 Proz. ausmacht, der bei größeren Wellen entsprechend kleiner ist. Die Genauigkeit von n beträgt insgesamt bei mittleren Wellen (30—50 cm) etwa 0,8—0,5 Proz. je nach dem, ob mehr oder weniger Absorption vorhanden ist. Bei kleineren Wellen ist dieser Fehler entsprechend etwa 1—0,7 Proz. In unseren Tabellen ist immer das Quadrat des Brechungsindex angegeben, da diese Größe vergleichbar ist mit der Dielektrizitätskonstante ε, die Fehler sind also zu verdoppeln. Wir glauben, daß diese Fehlergrenze für die erste Drudesche Methode eine untere Grenze darstellt, da eine genauere Knoteneinstellung am Trog kaum möglich sein dürfte. Bei allen unseren Messungen wurde kein Unterschied der Ergebnisse, berechnet aus der ersten Knotenlage oder den relativen Knotenlagen, festgestellt [vgl. Colley (9)].

III. Meßergebnisse.

In den folgenden Tabellen gelten die angegebenen Werte des Quadrates des Brechungsindex (n^2) für eine Temperatur von 18° C. Sie sind möglichst bei dieser Temperatur selbst bestimmt, oder soweit der Temperaturkoeffizient von n^2 gemessen ist, auf 18° C reduziert. Wo dies nicht möglich war, ist die jeweilige Meßtemperatur angegeben.

1. Wasser.

a) Reines Wasser: Das benutzte Wasser ist reinstes destilliertes Wasser. Die Leitfähigkeit für Niederfrequenz ist nicht gemessen. Der in unseren Temperatur- und Fehlergrenzen linear

verlaufende Temperaturkoeffizient wurde bestimmt zu: $\Delta n^2/\text{Grad C} = -0{,}36_1$,

d. h. mit steigender Temperatur ergeben sich fallende Werte von n^2.

Tabelle Ia. Wasser.

λ cm	n^2 18° C	λ cm	n^2 18° C
56,7	79,5	48,7	80,0
56,7	79,9	48,4	80,3
55,3	79,4	48,0	79,2
55,3	79,8	47,4	79,1
55,3	79,6	47,2	80,3
55,3	79,3	46,0	79,6
54,2	79,2	33,4	79,7
53,5	79,5	33,2	80,2
53,0	80,4	32,5	79,1
52,9	79,9	32,2	80,2
52,9	80,6	31,8	80,1
52,6	79,6	31,8	80,6
51,9	79,3	31,5	80,1
51,8	79,5	31,0	79,6
51,7	79,3	29,6	79,7
51,6	79,4	29,6	79,9
51,3	79,8	29,2	79,3
51,3	79,4	29,0	80,1
51,2	80,4	28,4	79,9
51,2	80,0	13,45	77,3
51,1	80,0	13,45	77,4
51,0	79,5	13,45	77,5
51,0	80 0	13,45	77,5
50,2	79,5	13,45	77,4
50,0	80,2		

b) Zuckerlösung I: $33^1/_3$ Gew.-Proz. Rohrzucker in destilliertem Wasser.

Tabelle Ib.

λ cm	n^2	t
55,0	68,5	21,0
32,5	64,8	20,0
13,45	59,4	20,0

c) Zuckerlösung II: 54,5 Gew.-Proz. Rohrzucker in destilliertem Wasser.

Tabelle Ic.

λ cm	n^2	t
54,0	52,9	21,0
32,9	44,0	21,0
13,45	36,7	20,0

2. Alkohole.

a) Methylalkohol: Methanol azetonfrei von Kahlbaum; Temperatur 18° ± 0,2° C.

Tabelle IIa.

λ cm	n^2 18°	λ cm	n^2 18°
56,0	31,4	34,9	29,9
53,2	32,4	34,2	29,6
51,5	32,3	34,0	30,0
51,1	32,4	34,0	29,5
49,3	31,8		
49,0	31,6	13,45	22,7

b) Äthylalkohol: Reinstes Kahlbaumpräparat; Temperatur 18° ± 0,2° C.

Tabelle IIb.

λ cm	n^2 18° C
55,5	22,4
52,6	22,2
51,7	21,2
48,6	20,8
32,1	17,0
13,45	8,4

c) Glyzerin: Kahlbaumpräparat *DAB* 6 1,23.

Tabelle IIc.

λ cm	n^2 18° C
62,0	28,6
55,6	27,1
49,5	23,1
48,9	23,4
34,0	16,4
13,45	10,3

IV. Diskussion der Meßergebnisse.

Die neueren Messungen auf dem Gebiete der anomalen Dispersion zeigen immer deutlicher, daß die Debyesche Dipoltheorie in den wesentlichen Grundzügen alle Erscheinungen zu erklären imstande ist. Wir werden im folgenden nur auf die Dipoltheorie eingehen und kurz die notwendigsten Formeln angeben. Dazu berechtigt uns in erster Linie die Tatsache, daß anomale Dispersion nur bei Dipolmolekülen beobachtet ist, nicht aber bei unpolaren Substanzen, wenn auch die Drudesche Theorie formal zu derselben Frequenzabhängigkeit der DK. führt wie die Dipoltheorie [Schrödinger (22)].

Bringen wir die Moleküle in ein elektrisches Feld, so werden sie sich, entgegen ihrer Wärmebewegung, in diesem Feld orientieren. Schaltet man das Feld plötzlich ab, so brauchen die Moleküle eine gewisse Zeit, um wieder in die ursprüngliche Boltzmannsche Verteilung zurückzukehren. Diese Zeit ist wesentlich abhängig von der Reibung, die ein Molekül bei seiner Bewegung erfährt. Die so charakterisierte Zeit wird nach Debye als Relaxationszeit τ bezeichnet. Werden die Moleküle einem Wechselfeld ausgesetzt, wo die Dauer einer Schwingung vergleichbar wird mit dieser Relaxationszeit, so werden die Moleküle immer weniger folgen können, d. h. aber, die DK. muß immer kleiner werden, es tritt Dispersion ein. Die Relaxationszeit τ berechnet sich nach Debye (4) zu

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{2kT} \qquad (1)$$

(k = Boltzmannsche Konstante, T = absolute Temperatur).

Dabei wird das betrachtete Molekül angesehen als Kugel vom Radius a und weiter angenommen, daß die makroskopische Zähigkeit η auch maßgebend ist für die Reibung eines einzelnen Moleküls.

Rein formal läßt sich ε darstellen durch:

$$\varepsilon = n^2(1 - i\varkappa)^2 . \tag{2}$$

n und $\varkappa$ sind reell und bedeuten Brechungsindex und Absorptionsindex. Wenn eine Welle die Strecke s im absorbierenden Mittel durchlaufen hat, so ist die Amplitude gegeben durch den Ausdruck:

$$A_s = A_0 e^{-2\pi n\varkappa \frac{s}{\lambda_0}},$$

wobei λ_0 die Wellenlänge im Vakuum bedeutet. Man sieht, daß das Produkt $n\varkappa$ besseren Aufschluß über den direkten Absorptionsverlauf einer Welle gibt als der Absorptionsindex allein, man nennt daher dieses Produkt auch den Absorptionskoeffizienten.

Anomale Dispersion ist zu erwarten in dem Gebiet, in dem $\omega\tau = 1$ ($\omega = 2\pi\nu$) wird. Schreiben wir noch ganz allgemein

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'', \tag{3}$$

so wird

$$\varepsilon' = n^2(1 - \varkappa^2),$$

$$\varepsilon'' = 2n^2\varkappa . \tag{4}$$

ε' ist die DK., die sich durch Messungen ergibt, also etwa durch Messung der Brückenverkürzung im Lechersystem. ε'' wird manchmal — nicht ganz mit Recht — als Absorptionskoeffizient bezeichnet, obwohl ε'' eine Größe darstellt, die Aufschluß über den Verlauf der Absorption gibt. Schließlich wollen wir noch den Brechungsindex n und den Absorptionskoeffizienten $n\varkappa$ anschreiben als Funktion der Frequenz: Sind ε_1 bzw. ε_0 die Werte für die DK. im Falle eines statischen Feldes bzw. eines Wechselfeldes von der Frequenz des Lichtes ($\varepsilon_0 = n^2_{\text{opt.}}$), so wird mit

$$x = \frac{\varepsilon_1 + 2}{\varepsilon_0 + 2}\,\omega\tau , \tag{5}$$

$$n^2 = \frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_0^2 x^2}{1 + x^2}} + \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_0 x^2}{1 + x^2}\right], \tag{6}$$

$$n^2\varkappa^2 = \frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_0^2 x^2}{1 + x^2}} - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_0 x^2}{1 + x^2}\right]. \tag{7}$$

Damit wenden wir uns der eigentlichen Diskussion zu.

1. Wasser.

In dem von uns untersuchten Gebiet zeigt Wasser innerhalb der möglichen Fehler, die von manchen Autoren in diesem Wellengebiet sicherlich oft zu klein abgeschätzt wurden, keine Dispersionsstreifen im Gegensatz zu Colley (9), Rukop (10) und Weichmann (11), dagegen in Einklang mit den Messungen von Girard (15) und Frankenberger (14); letzterer findet bei etwa 25 cm $n = 9{,}02$, bei etwa 55 cm $n = 8{,}98$. Dies sind Werte, die mit unserer Fehlergrenze verträglich sind, nicht aber mit der von ihm selbst angegebenen von etwa 1 Promille. Wie Fig. 4a zeigt, haben wir zwei Gebiete, in denen

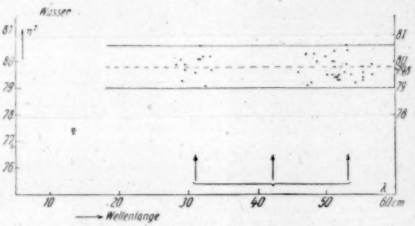


Fig. 4a. Dispersion des Wassers.

Weichmann Absorptionsstreifen findet, möglichst genau durchgemessen. Erst bei 13,45 cm finden wir $n^2 = 77{,}4$ als Mittelwert aus mehreren Messungen. Dies deutet darauf hin, daß in diesem Gebiet der Anfang der anomalen Dispersion des Wassers liegt. Seeberger findet nach Tabelle III einen Verlauf, der mit der Dipoltheorie nicht in Einklang zu bringen ist, deutet aber sonst alle anderen Erscheinungen, die er an Wasser untersucht hat (Temperaturabhängigkeit der Absorption, der Brechung und der Polarisation) im Sinne der Dipoltheorie.

Tabelle III.

λ cm	12,6	13,6	14,0	19,0	24,0
n^2	79,0	80,0	74,3	84,6	79,0

Das Verhalten von n^2 bei 13,6 und 14 cm deutet doch geradezu auf einen Dispersionsstreifen hin, wie er sonst des öfteren für Wasser angegeben ist. Läge in diesem Gebiet ein Dispersionsstreifen, so müßte auch der Absorptionskoeffizient für beide Wellenlängen wesentlich verschieden sein, was nicht der Fall ist, denn für 13,6 cm wird $n\varkappa = 0{,}41$ und für 14,0 wird $n\varkappa = 0{,}45$ angegeben. Eine Entscheidung zugunsten einer der beiden Theorien ist auf Grund dieser Messungen beim Wasser nicht möglich.

Da die Dipoltheorie eine Verschiebung des Gebietes der anomalen Dispersion nach längeren Wellen hin fordert, wenn die Zähigkeit zunimmt, so untersuchten wir zwei Rohrzuckerlösungen von $33^1/_3$ Gew.-Proz. (I) und von 54,5 Gew.-Proz. (II). Fig. 4b zeigt, daß bei beiden Lösungen

entsprechend dem kleineren Wassergehalt der Absolutwert von n^2 kleiner wird, daß aber bei der Zuckerlösung II die Dispersion viel stärker ist als bei der Lösung I. Da die Zuckermoleküle

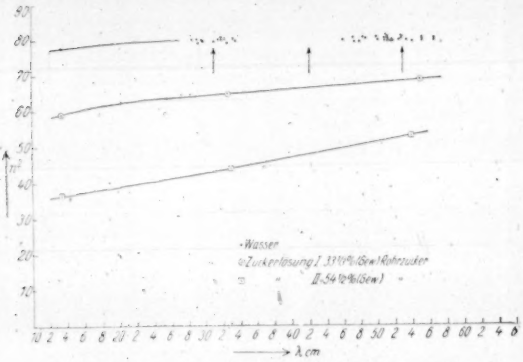


Fig. 4b. Dispersion von Wasser und Zuckerlösungen.

unpolar sind, tragen sie nur zur Erhöhung der inneren Reibung bei. Da durch unsere Messungen keine Dispersionsstreifen nachgewiesen werden konnten, und eine deutliche Abhängigkeit der Dispersion von der Zähigkeit festgestellt wurde, dürfen auch wir annehmen, daß beim Wasser eine anomale Dispersion im Sinne der Debyeschen Theorie im Gebiet der Zentimeterwellen zu erwarten ist.

2. Alkohole.

a) Methylalkohol. Fig. 5 zeigt, daß in dem uns zugänglichen Wellengebiet die anomale Dispersion gerade beginnt. Dem Wert von $\varepsilon' = 30$

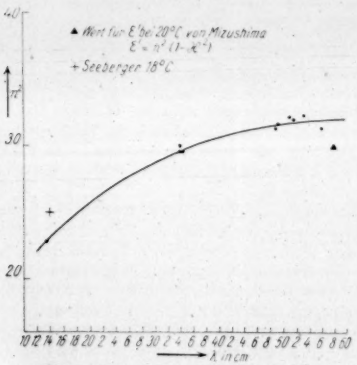


Fig. 5. Dispersion des Methylalkohols.

bei 20° C und 58,0 cm Wellenlänge von Mizushima (18) schließen sich unsere Messungen gut an (ε'!) und somit auch an die übrige von Mizushima angegebene Dispersionskurve (siehe W. Ziegler, S. 489). Weniger gut ist die Übereinstimmung mit dem von Seeberger angegebenen Wert für n^2 bei 14,0 cm und 18,0° C. Der Verlauf der Dispersion läßt sich qualitativ gut erklären durch die Dipoltheorie.

b) Äthylalkohol. Außer je einem Wert von Mizushima und Seeberger existieren in unserem Wellengebiet keine Messungen mit ungedämpften Wellen an Äthylalkohol. Da die Dispersion dieses Alkohols auf Grund der Debyeschen Theorie und nach den Erfahrungen am Methylalkohol im Bereich der Dezimeterwellen liegen sollte, wurde diese Substanz besonders sorgfältig untersucht. Die Ergebnisse sind in Fig. 6 aufgetragen. Die angegebenen Meßpunkte sind Mittelwerte einer größeren Zahl von Messungen, die wegen der starken Absorption des Alkohols ziemlich schwierig waren (Fehlergrenze!). Kurve I zeigt den Verlauf der zu erwartenden Dispersion [Gleichung (6)], wenn man die Relaxationszeit berechnet zu $8{,}4 \cdot 10^{-11}$ sec nach dem Ausdruck (1), also aus Zähigkeit, Molekülradius und Temperatur; dabei wurde für die Zähigkeit der Wert $\eta = 1{,}22 \cdot 10^{-2}$ und für den (aus Molvolumen und Loschmidtscher Zahl errechneten) Radius der Wert $a = 2{,}8 \cdot 10^{-8}$ cm genommen. Wie man sieht, ist keine Übereinstimmung der theoretischen Kurve I mit den Meßpunkten vorhanden. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da die Voraussetzungen für die Errechnung der Relaxationszeit auf Grund der Debyeschen Theorie stark idealisiert sind (Gültigkeit der makroskopischen Zähigkeitskonstanten und Kugelgestalt der Moleküle). Außerdem geht der Radius a in die Rechnung mit der dritten Potenz ein, und das angedeutete Verfahren zur Bestimmung von a läßt nur einen angenähert richtigen Wert erwarten. Deshalb wurde die Relaxationszeit aus dem Meßpunkt bei 55,5 cm Wellenlänge nach Gleichung (6) und (5) bei sonst gleichen Annahmen ($\varepsilon_1 = 26$, $\varepsilon_0 = 2$) errechnet zu $2{,}05 \cdot 10^{-11}$ sec. Diesem Wert, in den also keine Annahme über Zähigkeit und Molekülradius eingeht, entspricht die Kurve II. Man sieht, daß durch sie der Verlauf der Dispersion gut

wiedergegeben wird. Kurve III gibt die Dispersion von ε' und Kurve IV den Verlauf des Absorp-

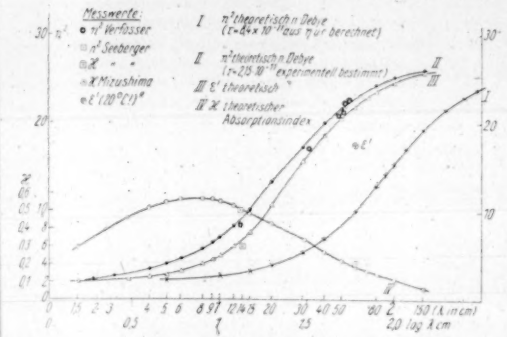


Fig. 6. Dispersion des Äthylalkohols.

tionsindex $n\varkappa$ wieder, wie es die Debyesche Theorie fordert. Für ε' gibt Mizushima bei 59 cm und 20° C einen Wert von 17,5, der sich der Kurve III nicht einfügen läßt, wogegen sein Absorptionsindex für diese Welle ($\varkappa = 0{,}21$) gut zur Kurve IV paßt. Seebergers Werte $n^2 = 10$ und $\varkappa = 0{,}31$ sind bei 14,0 cm Wellenlänge und 18° C gemessen, der Wert für n^2 fügt sich in Kurve II in unseren Genauigkeitsgrenzen ein, während der Wert des Absorptionsindex starke Abweichung von der theoretischen Kurve zeigt. Aus unseren Messungen ergibt sich ein Molekülradius des Äthylalkohols von 2,2 Å; Mizushima gibt 2,0 Å an, Malsch 1,8 Å; aus den kritischen Daten errechnet er sich zu 2,0 Å. Trotz aller dieser kleinen Abweichungen gibt jedoch die Debyesche Theorie den Verlauf der Dispersion gut wieder.

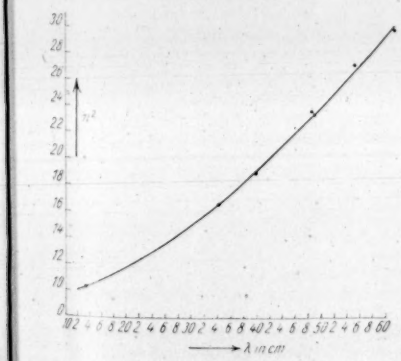


Fig. 7. Dispersion des Glyzerins.

c) Glyzerin. Fig. 7 zeigt den Verlauf der Dispersion. Es ist auch hier wieder der charakteristische Verlauf zu beachten. Das Dispersionsgebiet erstreckt sich über mehrere Oktaven, wir befinden uns in dem gezeigten Diagramm in dem Gebiet, in dem die Dispersionskurve umbiegt, um sich allmählich den optischen Werten zu nähern. Da in diesem Gebiet nur Messungen von ε' existieren und die Absorptionsindexe sehr voneinander abweichen, verzichten wir auf den Vergleich mit anderen Messungen. Da Glyzerin wegen seiner starken Wasseraufnahme ziemlich undefiniert ist, beschränken wir uns auf die Wiedergabe der Fig. 7.

Anhang.

Es sind von Beck (32), Haase (33) und Krause (34) Messungen veröffentlicht worden, die – meist bei den höheren Alkoholen – ziemlich scharf ausgeprägte Absorptionsstreifen zeigen. Die Deutung erfolgt im Sinne der Debyeschen Dipoltheorie.

Beck mißt den Verlustwinkel in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Wir beschränken uns auf seine Messungen an Nitrobenzol. Er findet ein Maximum der Absorption bei etwa 6 m Wellenlänge. 10 Proz. Zumischung von Nitrobenzol zu Transformatoröl ergibt eine Verschiebung des Absorptionsmaximums nach größeren Wellenlängen (λ etwa 8,5 m). Da die Zähigkeit des Gemisches größer ist als bei reinem Nitrobenzol, wird dieses Ergebnis gedeutet als Verluste infolge anomaler Dispersion in diesem Wellenbereich. Anomale Dispersion wäre demnach bei Nitrobenzol zwischen etwa 20–2 m Wellenlänge zu erwarten. Nun findet Drude (35) daß die DK. (ε') des Nitrobenzols bei etwa 72 cm den Wert 34,0 hat und einen Absorptionsindex $\varkappa = 0{,}05$, während der Wert der statischen DK. etwa 36,4 beträgt. Dies veranlaßte uns, die Dispersion (n^2) des Nitrobenzols zu messen. Bei der Messung ist darauf zu achten, daß das verwandte Nitrobenzol äußerst rein ist, da sonst so starke Leitfähigkeit auftritt, daß eine genaue Messung unmöglich wird. Die von uns gefundenen Werte für 18° C zeigt Tabelle IV.

Tabelle IV.

λ cm	13,45	32,3	54,0	72[1]	∞
n^2	26,5	31,5	33,5	34,0	36,4

1) Wert von Drude.

Die anomale Dispersion des Nitrobenzols liegt demnach im Bereich der Dezimeterwellen. Eine Erklärung der Beckschen Versuche als Verluste infolge anomaler Dispersion ist daher nicht möglich. Haase findet für Hexyl- und Amylalkohol Höchstwerte der Hochfrequenzverluste bei 440 cm bzw. 620 cm. Bei Verdünnung der Substanzen mit Benzol und Xylol wird eine Verschiebung nach kleineren Wellenlängen, Verbreiterung und Verflachung der Absorptionsmaxima festgestellt. Da bei diesen Substanzen keine DK.-Messungen gemacht sind, ist eine Stellungnahme zu diesen Messungen nicht möglich, jedoch findet sich in einer Arbeit von Malsch (36) die Bemerkung, daß eine Deutung dieses Sachverhalts im Sinne der Debyeschen Theorie unmöglich erscheint. Auf Grund einer Rechnung gelangt er zu dem Ergebnis, daß „die Dipoltheorie so gut wie überhaupt keine Änderung der Erwärmung im Kondensatorfeld mit der Wellenlänge erwarten läßt, wenn man die Methode von Haase benutzt". Dann veröffentlichten Malsch und Keutner (37) Messungen der Absorption kurzer Wellen in Alkoholen. Sie erörtern eingehend die Arbeiten von Beck, Haase und Krause und stellen fest, daß deren Ergebnisse mit ihren Messungen nicht übereinstimmen.

Krause entwickelt eine Differentialmethode zur Messung von Hochfrequenzverlusten. Wesentlich ist dabei, daß zugleich die Dispersion der DK. gemessen wurde. Die Messung selbst wurde nach der zweiten Drudeschen Methode (Brückenverkürzung) ausgeführt, wobei das Meßlechersystem mit Wasser-Azetongemischen nach Werten von Drude geeicht wurde. Bei n-Butyl-Alkohol findet Krause eine scharfe resonanzähnliche Absorptionskurve, wobei die Resonanz zwischen 320 und 340 cm liegt. Der DK.-Abfall erfolgt zwischen 360 cm ($\varepsilon' = 20$) und 280 cm ($\varepsilon' = 8$). Diesem entgegen steht der Befund von Drude, der bei 72 cm Wellenlänge $\varepsilon' = 7{,}6$ ($t = 19°$ C) findet und einen Absorptionsindex $\varkappa = 0{,}45$ (!).

Die Dispersion der DK. bei n-Amyl-Alkohol steht mit den von Mizushima gemessenen Werten nicht in direktem Widerspruch, wenn auch die Werte mehr oder weniger voneinander abweichen.

Die Dispersionskurve des iso-Butylalkohols ist nicht in Einklang mit der von Malsch angegebenen Dispersionskurve, in der sämtliche erfaßbare Werte eingetragen sind, deren Streuung relativ gering ist. Während Krause zwischen 500 cm und 260 cm einen sehr steilen DK.-Abfall von $\varepsilon' = 20$ bis $\varepsilon' = 8$ angibt, verläuft die Dispersion nach den Messungen sämtlicher anderer Autoren etwa im Bereich zwischen 2000 und 20 cm sehr flach. Ebenso sind die Werte für den Absorptionskoeffizienten ($n \cdot \varkappa$) aller Beobachter einigermaßen in Übereinstimmung. Da alle diese Ergebnisse darauf hindeuten, daß die gemessene Absorption nicht als Folge anomaler Dispersion auftritt, haben wir eine Methode zur Messung der Kondensatorverluste von n-Butyl-Alkohol und iso-Butyl-Alkohol angewandt, die im wesentlichen der von Malsch angegebenen Methode entspricht. Wir benutzen, wie Fig. 8

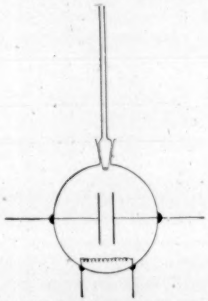


Fig. 8. Kondensatorgefäß zur Messung der Hochfrequenzverluste.

zeigt, ein Glasgefäß mit eingebautem Kondensator (4 cm² Fläche und etwa 2 mm Abstand) und eingebauter Heizspirale. Auf das Gefäß wird eine Thermometerkapillare vermittels Schliff aufgesetzt. Die Füllung erfolgt immer so, daß bei 20° C gleiche Füllhöhe vorhanden ist. Geeicht wird das Gefäß folgendermaßen: Bei gleichbleibender Gleichstromleistung des Heizfadens wird die Steighöhe als Funktion der Zeit bestimmt. Die Eichung wird für eine große Anzahl verschiedener Leistungen durchgeführt, man kann also für beobachtete Steighöhe und Zeit die entsprechend aufgenommene Energie pro Sekunde ablesen bzw. interpolieren. Bei der Absorptionsmessung wird die Steighöhe bei konstanter Hochfrequenzspannung am Kondensator bestimmt und die Leistung aus den Eichkurven abgelesen. So kann man die pro Sekunde durch die Kondensatorverluste erzeugte Wärmemenge direkt bestimmen. Man erhält also wie bei Krause die Hochfrequenzleistung als Funktion der Wellenlänge.

Als Sender benutzen wir zwei Telefunkenröhren RS 296 in der von Holborn angegebenen Gegentaktschaltung. Der damit erzielte Wellenbereich erstreckt sich ohne Schwierigkeiten bei guter Energie von 240–500 cm. An den Sender induktiv angekoppelt ist ein Lechersystem, das zugleich als Wellenmesser dient. In das Lechersystem wird der Meßkondensator eingehängt und

das System auf Resonanz gebracht. Parallel zum Kondensator wird mit möglichst kurzen Zuleitungen eine Glühbirne angelegt, die vom Meßgefäß gut gegen Wärmeabgabe isoliert ist. Das Glühlämpchen wird durch Regulierung des Senders jeweils auf gleiche Leuchtstärke gebracht. Die Leuchtstärkenkontrolle erfolgt während einer Messung dauernd durch ein Pulfrich-

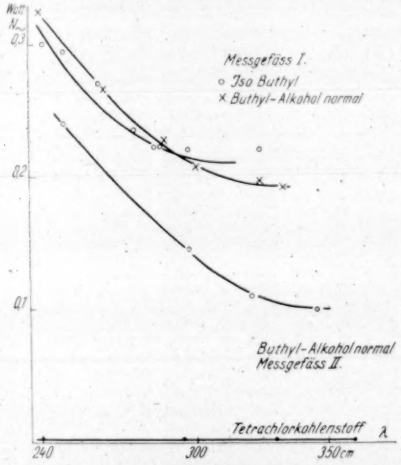


Fig. 9. Hochfrequenzverluste an Iso-Butyl-Alkohol und Butyl-Alkohol (normal).

Photometer. In dem von uns untersuchten Wellenbereich sind die Verhältnisse am Meßkondensator noch einigermaßen quasistationär, so daß diese Methode gerechtfertigt erscheint, wenn auch der Hochfrequenzwiderstand einer Glühbirne in diesem Wellengebiet nicht ohne weiteres durch eine einfache Beziehung dargestellt werden kann. Von 10 zu 10 Skalenteilen der Thermometerskala wird die Zeit gemessen. Für alle diese Steighöhe–Zeit-Werte (Geschwindigkeit!) wird jeweils die Leistung bestimmt und über alle Werte gemittelt. Die Glasverluste und zusätzliche Erwärmung durch die Kontrollampe werden durch Messungen an unpolaren Substanzen ermittelt und in Abzug gebracht, sie waren stets nur ein Bruchteil der an den Alkoholen beobachteten Verluste. Während der Messung wird die Zimmertemperatur immer auf $20{,}0 \pm 0{,}2°$ C gehalten.

Die Voraussetzungen für einwandfreie Ergebnisse sind:

1. Gleiche Füllhöhe bei gleicher Temperatur der Meßflüssigkeit.
2. Temperaturkonstanz der Umgebung.
3. Spannungskonstanz.
4. Bestimmung der Glasverluste und der zusätzlichen Erwärmung durch die Kontrollampe.

Für die im folgenden wiedergegebenen Resultate beanspruchen wir keine besonders hohe Genauigkeit. Wir können sie zu rund 12 Proz. angeben. Wir glauben aber, daß wir den allgemeinen Charakter des Verlaufs der Energieabsorption wiedergeben können. Fig. 9 zeigt die Ergebnisse. Es sind die Hochfrequenzverluste (in Watt) als Funktion der Wellenlänge aufgetragen. Man sieht, daß mit kleiner werdender Wellenlänge die pro Sekunde erzeugte Wärmemenge zunimmt. Normal-Butyl-Alkohol wurde in zwei verschiedenen Meßgefäßen untersucht, der charakteristische Verlauf bleibt erhalten.

VI. Zusammenfassung.

Es werden die Methoden zur Bestimmung des elektrischen Brechungsindex diskutiert und die erste Drudesche Methode in der von uns verwendeten Form beschrieben. Die Fehlermöglichkeiten werden eingehend erörtert.

In dem uns zugänglichen Wellengebiet von 13,45 cm, etwa 30 cm und etwa 50 cm Wellenlänge werden die Ergebnisse an Wasser, Alkoholen und Glyzerin mitgeteilt.

Bei Wasser werden die öfter beobachteten Dispersionsstreifen nicht gefunden, wohl aber der Beginn der anomalen Dispersion im Sinne der Dipoltheorie bei etwa 13 cm vermutet.

Die Dispersion von Methylalkohol und Glyzerin wird mitgeteilt. An Hand der Dispersionskurve des Äthylalkohols wird weitgehende Übereinstimmung der anomalen Dispersion mit der Debyeschen Theorie gezeigt.

Die Dispersionskurve des Nitrobenzols zeigt, daß das von Beck gefundene Absorptionsmaximum bei 6-m-Wellenlänge nicht auf anomaler Dispersion beruht.

Aus dem Vergleich der Messungen von Krause mit Messungen anderer Autoren glauben wir uns zu dem Schluß berechtigt, daß die von ihm gefundenen Absorptionsmaxima bei n- und iso-Butyl-Alkohol sowie bei n-Amyl-Alkohol nicht als Folge einer anomalen Dispersion zu deuten sind.

Mit einer weiteren beschriebenen Meßanordnung stellen wir fest, daß die Hochfrequenzverluste bei n- und iso-Butyl-Alkohol mit kleiner werdender Wellenlänge zunehmen. Die von Krause gefundenen Absorptionsmaxima dieser beiden Substanzen konnten mit unserer Methode nicht festgestellt werden.

Die vorstehenden Messungen wurden in der Zeit vom Juni 1934 bis Januar 1935 durchgeführt.

Literaturverzeichnis.

1) P. Drude, Ann. d. Phys. **58**, 1, 1896; **61**, 466, 1897; Zeitschr. f. phys. Chemie **23**, 267, 1897.
2) W. Heim, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **30**, 160 und 176, 1927.
3) W. J. Romanoff, Handb. d. Phys. (Geiger und Scheel) Bd. 15, 1927.
4) P. Debye, Polare Molekeln, Leipzig 1929, und Physik. Zeitschr. **35**, 101, 1934; P. Debye und H. Sack, Handb. d. Radiologie Bd. VI, 2, Leipzig 1934.
5) W. Ziegler, Physik. Zeitschr. **35**, 476ff., 1934.
6) A. Nikuradse, Das flüssige Dielektrikum, Berlin 1934.
7) K. Iwanow, Ann. d. Phys. **65**, 481, 1921.
8) G. Potapenko, Zeitschr. f. Phys. **20**, 21, 1923.
9) A. R. Colley, Physik. Zeitschr. **10**, 471 und 657, 1909.
10) H. Rukop, Ann. d. Phys. **42**, 485, 1913.
11) R. Weichmann, Physik. Zeitschr. **22**, 535, 1921; Ann. d. Phys. **66**, 501, 1921.
12) W. Möbius, Ann. d. Phys. **62**, 293, 1920.
13) J. D. Tear, Phys. Rev. **21**, 611, 1923.
14) E. Frankenberger, Ann. d. Phys. **1**, 948, 1929.
15) P. Girard und P. Abadie, Compt. rend. **195**, 119 und 217, 1932; **191**, 1300, 1930.
16) N. Novosilzew, Ann. d. Phys. **2**, 515, 1929.
17) J. Malsch, Physik. Zeitschr. **33**, 19, 1932; Ann. d. Phys. **19**, 707, 1934; **20**, 33, 1934.
18) San-ichoro Mizushima, Physik. Zeitschr. **28**, 418, 1927 (sonst bei W. Ziegler, l. c.).
19) R. Goldammer, Physik. Zeitschr. **33**, 361, 1932.
20) F. Eckert, Dissertation, Berlin 1933; Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **15**, 307, 1913.
21) M. Seeberger, Ann. d. Phys. **16**, 77, 1933.
22) E. Schrödinger, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **15**, 1167, 1913.
23) E. May und H. Schaefer, Zeitschr. f. Phys. **73**, 452, 1932.
24) E. Schliephake, Funk-Bastler H. 46, 737, 1929; Zeitschr. f. d. gesamte exp. Medizin **66**, 212, 1929.
25) J. Pätzold, Zeitschr. f. Hochfr.-Techn. **36**, 85, 1930.
26) E. Plötze, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. (3) **14**, 37, 1933.
27) M. Wien, C. Schreck, W. Dahms, W. Hackel, Ch. Schmelzer, Physik. Zeitschr. **37**, 155ff., 1936.
28) W. Dahms, Ann. d. Phys. (5) **26**, 177, 1936.
29) G. Martin, Physik. Zeitschr. **37**, 164, 1936.
30) E. May und H. Schaefer, Zeitschr. f. Phys. **73**, 452, 1932; Zeitschr. f. d. ges. exp. Medizin **84**, 240, 1932.
31) J. Hausser, R. Kuhn und F. Giral, Naturwiss. **23**, 639, 1935 (Nr. 37).
32) H. Beck, Physik. Zeitschr. **34**, 721, 1933.
33) H. Haase, Physik. Zeitschr. **35**, 68, 1934.
34) K. Krause, Physik. Zeitschr. **35**, 684, 1934.
35) P. Drude, Zeitschr. f. phys. Chem. **23**, 309, 1897.
36) J. Malsch, Ann. d. Phys. **19**, 807, 1934.
37) J. Malsch und E. Keutner, Physik. Zeitschr. **36**, 288, 1935.
38) W. Ziegler, Physik. Zeitschr. **35**, 492, 1934.
39) J. Malsch, Ann. d. Phys. **20**, 33, 1934.
40) J. Malsch, Ann. d. Phys. **12**, 865, 1932.

Berlin.

(Eingegangen 2. Juni 1936.)

VORTRÄGE VON DER 21. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN-SACHSEN-SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 6. UND 7. JUNI 1936 ZU HALLE A.D.S.

M. v. Laue (Berlin), Kikuchi-Enveloppen.

1935 entdeckten Kossel, Loeck und Voges[1]) die Umkehrung der Röntgeninterferenzerscheinungen an Kristallen, indem sie den Kristall zur Emission der *K*-Strahlung eines seiner Atome anregten, ihn selbstleuchtend machten. Aus der allgemeinen Strahlung heben sich dabei Kegel besonderer, verstärkter oder geschwächter, Intensität ab. Man versteht die Erscheinung zwanglos aus der Voraussetzung, daß jedes Atom unabhängig von den anderen strahlt, also die Einzelstrahlungen der Atome inkohärent sind, und auf Grund des optischen Reziprozitätssatzes[2]). Man kann in gewissem Sinne den Kristall auch für Elektronenstrahlung „selbstleuchtend" machen. Denn jeder einfallende Elektronenstrahl gibt sowohl zu elastischer als zu „unelastischer" Streuung Anlaß; sofern sich ein unelastischer Streuakt am einzelnen Atom abspielt, geht von diesem eine Elektronenwelle aus, die keine Phasenbeziehung mehr zur einfallenden hat. Diese Strahlungen verschiedener Atome addieren daher ebenfalls ihre Intensitäten. Deshalb, und weil auch die Wellenmechanik ihren Reziprozitätssatz hat, entsprechen den Kossel-Kegeln bei den Röntgenstrahlen jene Kikuchikegel[1]) bei den Elektronen, welche dieser und andere Forscher seit 1928 immer wieder beschrieben haben[2]).

1) W. Kossel, V. Loeck und H. Voges, Zeitschrift f. Phys. **94**, 139, 1935; W. Kossel und H. Voges, Ann. d. Phys. **23**, 677, 1935.
2) M. v. Laue, Ann. d. Phys. **23**, 705, 1935.

1) M. v. Laue, Ann. d. Phys. **25**, 569, 1936.
2) S. Kikuchi, Proc. Imp. Acad. of Sc. **4**, 271, 275, 354, 475, 1928; Jap. Journ. of Phys. **5**, 83, 1928/29; Physik. Zeitschr. **31**, 777, 1930.

Jeder Kikuchikegel entspricht einer bestimmten Raumgitterinterferenz, ist folglich durch 3 ganzzahlige Indizes h_1, h_2, h_3 bestimmt und dem Vektor $\mathfrak{b}_h = h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + h_3\mathfrak{b}_3$ des reziproken Gitters zugeordnet. Er ist ein Kreiskegel um diesen Vektor, sofern man von den Richtungsänderungen der Elektronen beim Austritt aus dem Kristall absehen kann. Dies ist für die schnellen Elektronen, bei denen man die Erscheinung allein beobachtet, immerhin recht angenähert der Fall. Wir vernachlässigen in unseren Formeln diese Richtungsänderung und benutzen überhaupt die Raumgittertheorie in ihrer elementarsten, rein geometrischen Formulierung.

Soll beim Einfall einer Elektronenwelle von der Wellenlänge λ und dem Wellenvektor $\mathfrak{K}_0$ eine abgebeugte Welle mit den Indizes h_1, h_2, h_3 entstehen, so muß ihr Wellenvektor $\mathfrak{K}_h$ bekanntlich der Bedingung

$$\mathfrak{K}_h = \mathfrak{K}_0 + \mathfrak{b}_h \tag{1}$$

genügen. ($\mathfrak{K}_h$ steht hier zur Abkürzung für $\mathfrak{K}_{h_1, h_2, h_3}$). Damit diese Beziehung möglich ist, muß $\mathfrak{K}_0$ einer Gleichung genügen, die aus (1) durch Elimination von $\mathfrak{K}_h$ hervorgeht; quadriert man sie, so ergibt sich in unserer Näherung wegen $(\mathfrak{K}_h) = (\mathfrak{K}_0) = \lambda^{-1}$

$$2(\mathfrak{K}_0\mathfrak{b}_h) + \mathfrak{b}_h^2 = 0. \tag{2}$$

Dies ist die Gleichung eines Kreiskegels mit dem Vektor $\mathfrak{b}_h$ als Achse. Nach dem Reziprozitätssatz ist dies auch der Kikuchikegel mit den genannten 3 Indizes, nur daß die Richtung eines austretenden Strahles hervorgehobener Intensität $-\mathfrak{K}_0$ ist.

Neben solchen Kikuchikegeln hat nun Shinohara 1932 noch andere Kegel verstärkter Intensität gefunden[1]), die sich durch keine solche Gleichung darstellen lassen. Vielmehr beschreibt er sie als Enveloppe einer Kegelschar, die man aus (2) erhält, wenn man zwar h_1 und h_2 ganzzahlig wählt, aber h_3 durch den stetig veränderlichen Parameter n ersetzt. In dieser Schar sind physikalisch verwirklicht nur die Kegel mit ganzzahligen h_3. Aber außerdem tritt ihre Enveloppe deutlich durch verstärkte Strahlung hervor. In den ersten Veröffentlichungen Shinoharas beziehen sich die ganzzahligen Indizes h_1, h_2 auf die Kristalltranslationen $\mathfrak{a}_1, \mathfrak{a}_2$, welche in der Oberfläche des Kristalls liegen. Daraus scheint mir zwangsläufig zu folgen, daß die Ursache dieser Enveloppen nicht im Raumgitter zu suchen ist, sondern in dem Kreuzgitter der Oberfläche.

Die Gleichung der Kegelschar h_1, h_2, n lautet nach (2):

$$\begin{aligned} &2(\mathfrak{K}_0, h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + n\mathfrak{b}_3) \\ &+ (h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + n\mathfrak{b}_3)^2 = 0. \end{aligned} \tag{3}$$

1) K. Shinohara, Sc. Papers I. P. C. R. **20**, 39, 1932.

Ihre Enveloppe zu finden, haben wir hier nach n zu differenzieren; dies ergibt:

$$\begin{aligned} &(\mathfrak{K}_0\mathfrak{b}_3) + (h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + n\mathfrak{b}_3, \mathfrak{b}_3) = 0 \\ \text{oder} \quad &(\mathfrak{b}_3, \mathfrak{K}_0 + h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + n\mathfrak{b}_3) = 0. \end{aligned} \tag{4}$$

Die Gleichungen (3) und (4) enthalten die Parameterdarstellung der Enveloppe, da die Länge von $\mathfrak{K}_0$ ein für allemal festgelegt ist. Jeder Vektor $\mathfrak{K}_0$, der ihnen mit demselben Wert n genügt, liegt auf der Enveloppe.

Andererseits lauten die Interferenzbedingungen des auf der Oberfläche liegenden Kreuzgitters mit den Translationen $\mathfrak{a}_1, \mathfrak{a}_2$ für den abgebeugten Strahl mit den Indizes h_1, h_2:

$$(\mathfrak{a}_1, \mathfrak{k}_{h_1 h_2} - \mathfrak{K}_0) = h_1, \quad (\mathfrak{a}_2, \mathfrak{k}_{h_1 h_2} - \mathfrak{K}_0) = h_2. \tag{5}$$

Zusammen mit der Forderung

$$|\mathfrak{k}_{h_1 h_2}| = \frac{1}{\lambda}, \tag{6}$$

bestimmen sie den Wellenvektor $k_{h_1 h_2}$ vollständig. Wir ziehen der unmittelbaren Lösung ein anderes Verfahren vor, welches unter Einführung einer zunächst unbestimmten Zahl x den Interferenzbedingungen (5) eine dritte Gleichung ähnlicher Bauart zugesellt:

$$(\mathfrak{a}_3, \mathfrak{k}_{h_1 h_2} - \mathfrak{K}_0) = x. \tag{7}$$

Dann schließen wir aus (5) und (7) auf die Gleichung:

$$\mathfrak{k}_{h_1 h_2} = \mathfrak{K}_0 + h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + x\mathfrak{b}_3. \tag{8}$$

Weiter errechnet sich x aus der Gleichung (6), d. h. aus der Beziehung:

$$\begin{aligned} &2(\mathfrak{K}_0, h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + x\mathfrak{b}_3) \\ &+ (h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + x\mathfrak{b}_3)^2 = 0. \end{aligned} \tag{9}$$

Nun stimmen (3) und (9) überein, sofern man $n = x$ setzt. Dies beweist uns freilich nur die Trivialität, daß es zu jeder Einfallsrichtung $\mathfrak{K}_0$, die auf irgendeinem Kegel der Schar h_1, h_2, n liegt (dies aber gilt innerhalb gewisser Grenzen für jeden Vektor $\mathfrak{K}_0$), auch einen Vektor $\mathfrak{k}_{h_1 h_2}$ gibt. Nehmen wir aber (3) und (4) zusammen, verlegen wir $\mathfrak{K}_0$ also in eine Richtung der Enveloppe, so folgt aus (4) und (8):

$$(\mathfrak{b}_3, \mathfrak{k}_{h_1 h_2}) = 0, \tag{10}$$

und dies besagt: die Enveloppe der Kegel h_1, h_2, n ist Ort derjenigen Einfallsrichtungen $\mathfrak{K}_0$, für welche die am Kreuzgitter $\mathfrak{a}_1, \mathfrak{a}_2$ entstehende Welle h_1, h_2 senkrecht zu $\mathfrak{b}_3$, also parallel zur Gitterebene verläuft.

Dieser Satz über die Lage von Wellenvektoren veranschaulicht zwar die Beziehung der Enveloppe zu dem Kreuzgitter, sagt jedoch zunächst

noch nichts über Intensitäten aus; es dürfte noch eingehender mathematischer Entwicklungen bedürfen, um die Bedingungen für das Erscheinen der Kikuchi-Enveloppen zu klären. Und doch weist der Satz m. E. auf gute Aussichten für eine künftige Theorie hin. Denn wir wissen aus zahlreichen Beobachtungen Woods[1]) an optischen Gittern, sowie aus den wenigstens tastenden theoretischen Ansätzen Lord Rayleighs[2]) und Voigts[3]) dafür, daß häufig (nicht immer) ein Beugungsstrahl Intensitätsanomalien zeigt, wenn ein anderer gerade parallel zur Gitterebene verläuft. Es drängt sich die Annahme auf, daß auch beim atomaren Kreuzgitter auf Kristallflächen Intensitätsanomalien möglich sind, falls ein an ihm entstehender Beugungsstrahl gerade parallel zu seiner Ebene liegt. Nach den Beobachtungen Shinoharas insbesondere müßte man annehmen, daß auf solche Art die Atome den äußersten Schichten einer besonders starken Schwingung der Schrödingerwelle ausgesetzt sind; denn dann folgt aus dem Reziprozitätssatz, daß sie als Quellen phasenunabhängiger Elektronenwellen besonders stark in die Richtungen $-\mathfrak{K}_0$ strahlen, welche den Richtungen $\mathfrak{K}_0$ jener Enveloppe entgegengesetzt sind.

Freilich ist auch das Umgekehrte möglich; unter anderen Umständen kann die Erregung der Oberflächenatome durch eine einfallende Elektronenwelle anomal gering sein. Dann erscheint im Ausstrahlungsfalle eine Enveloppe derselben Art durch besonders geringe Strahlung ausgezeichnet. Aus persönlichen Mitteilungen der Herren L. H. Germer (New York) und K. Shinohara (zur Zeit Cambridge, England) weiß ich, daß derartiges schon beobachtet ist.

Wir denken nun wieder an Einstrahlung von außen und lassen $\mathfrak{K}_0$ den Kikuchikegel h_1, h_2, h_3 durchlaufen. Immer gibt es im Raumgitter eine Welle mit $\mathfrak{K}_h$ als Wellenvektor. Aber dieser weist entweder wie $\mathfrak{K}_0$ in das Innere des Kristalls hinein oder aus ihm wieder heraus durch die Oberfläche, die der einfallende Strahl trifft. Dies sind für die dynamische Theorie der Röntgeninterferenzen zwei grundlegend verschiedene Fälle, und ebenso für die Elektroneninterferenzen. Erreicht nun $\mathfrak{K}_0$ immer auf dem Kikuchikegel laufend, dessen Berührungsstelle mit der Enveloppe, so wird $\mathfrak{K}_h$ mit $k_{h_1 h_2}$ identisch und somit parallel zur Oberfläche. Hier liegt also die Grenze zwischen jenen beiden Fällen; es wäre nicht zu verwundern, wenn hier etwas Anomales geschieht, das sich dann wegen des Reziprozitätssatzes auch bei der Ausstrahlung zeigt. Und dem ist in der Tat so; in allen vorliegenden Aufnahmen hört der Kikuchikegel in der Nähe der Berührungsstelle auf, sichtbar zu sein. Nur seine geometrische Ergänzung berührt die Enveloppe. Diese ihrerseits zeigt hier keine Unterbrechung. Die Flächengitterbeugung unterdrückt hier die Raumgitterwirkung.

Die Vektoren $h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + n\mathfrak{b}_3$ mit festem h_1 und h_2, aber veränderlichem n, sind senkrecht zu dem Raumgittervektor

$$\mathfrak{a}_{-h_2,\,h_1,\,0} = -h_2\mathfrak{a}_1 + h_1\mathfrak{a}_2.$$

Dieser ist Zonenachse für die Zone der Netzebenen h_1, h_2, h_3 mit festem h_1 und h_2, aber veränderlichem h_3. Er ist der Enveloppe h_1, h_2, n eindeutig zugeordnet[1]). Daß er in der durch $\mathfrak{a}_1$, $\mathfrak{a}_2$ aufgespannten Ebene liegt, ist notwendige Bedingung für die obigen Erörterungen. Nun gibt Shinohara in einer späteren Veröffentlichung[2]) Beobachtungen von Enveloppen an, deren Zonenachsen nicht in der sichtbaren Begrenzung des Kristalls liegen. Da m. E. eine Enveloppe wegen der Kennzeichnung durch 2 ganze Zahlen nie Wirkung des ungestörten Raumgitters sein kann, bleibt hier kaum eine andere Deutungsmöglichkeit, als daß es sich um flächenhafte Unregelmäßigkeiten, um Fehlstellen im Raumgitter handelt. Bewährt sich diese Erklärung, so haben wir in den Kikuchi-Enveloppen ein vielleicht wertvolles Mittel zur Untersuchung der Strukturfehler.

Zusatz bei der Drucklegung.

Liegt $\mathfrak{K}_0$ auf der Enveloppe, so folgt aus (8) und (10), sofern wir die zur Ebene des Kreuzgitters parallele Komponente eines Vektors durch den Index t kenntlich machen:

$$k_{h_1 h_2} = \mathfrak{K}_{0t} + h_1\mathfrak{b}_{1t} + h_2\mathfrak{b}_{2t}.$$

Daraus ergibt sich die Konstruktion der Figur. Vom Nullpunkt O einer zum Kreuzgitter parallelen Ebene ziehen wir den Vektor

$$\overrightarrow{OH} = h_1 b_{1t} + h_2 b_{2t},$$

(er steht notwendig senkrecht auf der Zonenachse $\mathfrak{a}_{-h_2,\,h_1,\,0}$). Ferner schlagen wir um O und

1) R. W. Wood, Phys. Rev. **48**, 928, 1935; daselbst auch ältere Literatur.

2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **14**, 60, 1907.

3) W. Voigt, Göttinger Nachr., S. 41, 1911.

1) Das Umgekehrte gilt nicht; die Enveloppe ist erst durch die Zonenachse und die Kreuzgitterebene bestimmt. Denn der Endpunkt des Vektors $h_1\mathfrak{b}_1 + h_2\mathfrak{b}_2 + n\mathfrak{b}_3$ durchläuft mit variierendem n eine zu $\mathfrak{b}_3$ parallele Gerade. Für eine andere, wenn auch zur gleichen Zone gehörende Kreuzgitterebene durchlaufen die Endpunkte der entsprechenden Vektorenschar eine andere Gerade. Zwar gibt es in beiden Scharen Vektoren derselben Richtung; jedoch haben diese (mit Ausnahme des durch den Schnitt beider Geraden bestimmten Vektors) verschiedene Länge.

2) K. Shinohara, Phys. Rev. **47**, 730, 1935.

um H Kreise vom Halbmesser, λ^{-1}. Sie schneiden sich in den Punkten S und S'. Jeder Punkt K des Bogens SS' auf dem Kreise um O kann Endpunkt von

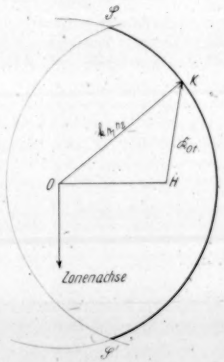
$$\overrightarrow{OK} = k_{h_1 h_2}$$

sein. Dann ist

$$\overrightarrow{HK} = \mathfrak{N}_{0t}.$$

Die Begrenzung des genannten Bogens durch die Punkte S und S' sorgt dafür, daß $\mathfrak{N}_{0t}$ niemals größer als λ^{-1} wird.

Errichtet man dann noch in K das ins Innere des Kristalls weisende Lot KL und bestimmt man L so, daß $HL = \lambda^{-1}$ wird, so ist der Vektor $\overrightarrow{HL} = \mathfrak{N}_0$. Die Enveloppe ist also durch die Gesamtheit der Vektoren bestimmt, die von H aus nach dem Schnitt der Kugel vom Radius λ^{-1} um H mit dem über dem Bogen SS' errichteten Kreiszylinder führen.



Die Frage, wie wohl eine strengere Theorie die obigen Überlegungen abändern muß, läßt sich wie folgt beantworten: Es bleiben auf jeden Fall für einen Beugungsstrahl h_1, h_2, h_3 die beiden ersten Interferenzbedingungen [siehe (5)] erhalten, abgeändert wird nur die dritte, d. h. es gilt

$$(\mathfrak{a}_3, \mathfrak{N}_h - \mathfrak{N}_0) = N,$$

wobei die Bestimmung der Zahl N eben die Aufgabe der strengeren Theorie wäre. Diese Änderung beeinflußt nicht die Kegelschar h_1, h_2, n, also auch nicht ihre Enveloppe, sondern nur die Lage der verwirklichten Kikuchikegel innerhalb der Schar. Insofern bliebe das Obige völlig unverändert.

Ludwig Bergmann (Breslau), Eine neue Methode zur Bestimmung des Curiepunktes ferromagnetischer Substanzen.

Erwärmt man einen magnetisierten ferromagnetischen Körper, so findet man, daß von einer gewissen Temperatur ab die Magnetisierung meist rasch abnimmt und oberhalb einer bestimmten Temperatur den Wert Null erreicht. Diese Temperatur, bei der die Magnetisierung praktisch verschwindet, nennt man den „kritischen" oder auch „Curieschen Punkt". Die Kurve in Fig. 1 zeigt z. B. für Nickel den soeben

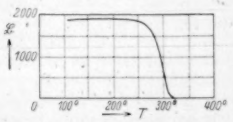


Fig. 1.

besprochenen Verlauf der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur, und zwar ist als Ordinate die magnetische Induktion $\mathfrak{B}$ und als Abszisse die Temperatur T aufgetragen. Die Aufnahme einer derartigen Kurve und damit die Bestimmung des Curiepunktes erfolgte bisher im allgemeinen mittels magnetometrischer Methoden.

Im folgenden soll eine etwas andere Meßmethode beschrieben werden, die es vor allem gestattet, rasch hintereinander an einer ferromagnetischen Probe den kritischen Punkt etwa in Abhängigkeit von der magnetisierenden Feldstärke zu bestimmen. Der Versuchsaufbau ist schematisch in Fig. 2 wiedergegeben. Das zu

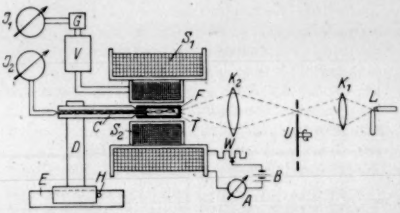


Fig. 2.

untersuchende Material befindet sich in Form eines etwa 3 mm starken Stäbchens F im Innern einer Spule S_2, die mehrere tausend Windungen eines sehr dünnen Drahtes trägt. Um diese Spule herum ist eine zweite Wicklung S_1 angebracht, die zur Magnetisierung der Probe dient und von einer Batterie B über einen Vorschaltwiderstand

W und ein Amperemeter A gespeist wird. An die Spule S_2 ist ein gewöhnlicher Niederfrequenzverstärker V angeschlossen, an dessen Ausgang über einen Gleichrichter G ein Gleichstrommeßinstrument J_1 liegt. Der Probekörper F wird von dem Träger C aus wärmeisolierendem Material gehalten; er ist ausgebohrt und enthält in der Bohrung das Thermoelement T, das in der gezeichneten Weise mit dem Meßinstrument J_2 verbunden ist. Der Träger C ist an einem Stativ D befestigt, das sich auf einer Schiene E verschieben läßt. Ein Anschlag H gewährleistet, daß der Probekörper stets bis zur gleichen Lage in die Spule S_2 eingeschoben werden kann. Auf die Vorderfläche des Probekörpers F läßt sich über zwei Kondensatoren K_1 und K_2 der Krater einer Liliputbogenlampe L abbilden. Eine rotierende Lochscheibe U unterbricht diese Belichtung etwa 500—1000 mal in der Sekunde. Es erfolgt also mit dieser Frequenz eine periodische Erwärmung des Probekörpers um einen durch die Intensität der Lampe und die optische Anordnung bestimmten Betrag.

Die Messung erfolgt nun in der Weise, daß der Probekörper aus der Spule herausgezogen und etwa mit einem Bunsenbrenner auf eine über dem Curiepunkt gelegene Temperatur erwärmt wird. Dann wird der Körper in die Spule eingeschoben und intermittierend erwärmt. Während er sich langsam abkühlt, werden die beiden Galvanometer J_1 und J_2 beobachtet. Solange sich die Temperatur, die das Instrument J_2 fortlaufend anzeigt, über dem kritischen Punkt befindet, bewirkt die zusätzliche intermittierende Erwärmung keine Änderung der Magnetisierung; erst wenn der Curiepunkt erreicht ist, wird in derselben Frequenz, wie die Erwärmung durch die Bogenlampe erfolgt, die Magnetisierung verändert und dadurch in der Spule S_2 ein Wechselstrom erzeugt, der vom Verstärker V verstärkt und von dem Instrument J_1 angezeigt wird. Mit anderen Worten: Man erhält die Differentialkurve der in Abb. 1 gezeichneten Magnetisierungskurve, wenn man die Ausschläge des Instrumentes J_1 in Abhängigkeit von der Temperatur, d. h. von den vom Instrument J_2 angezeigten Werten aufträgt.

Benutzt man nun als Instrumente zwei Spiegelgalvanometer, so lassen sich die Ausschläge mittels einer photographischen Registriereinrichtung fixieren. Die Fig. 3 zeigt für Nickel das Ergebnis einer solchen Aufnahme. Als Abszisse ist die Zeit, als Ordinaten die Ausschläge der beiden Instrumente aufgetragen. Als kritischer Punkt ergibt sich aus der oberen Kurve die Temperatur von 345°, die mit den für Nickel bisher bekannten Werten gut übereinstimmt.

Der Versuch läßt sich, wie man ohne weiteres leicht einsieht, mehrmals rasch hintereinander wiederholen. Es ist ferner auch möglich, die Messung mit steigender Temperatur vorzunehmen.

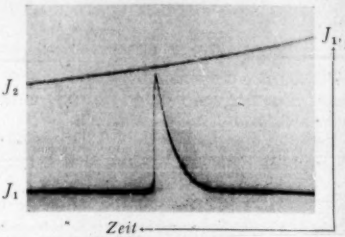


Fig. 3.

In diesem Falle muß der Probekörper mittels einer elektrischen Heizwicklung, die zur Vermeidung einer zusätzlichen Magnetisierung bifilar gewickelt werden muß, allmählich erwärmt werden.

Bei hinreichender Verstärkung genügt es auch, als Probekörper einen in der Spule S_2 hin- und hergeführten Draht aus dem zu untersuchenden Stoff zu verwenden, der direkt elektrisch geheizt wird. Außer Nickel wurde bisher noch Monelmetall (eine Nickel-Kupfer-Legierung) mit der beschriebenen Methode untersucht und der Curiepunkt bei etwa 110° gefunden.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität.

K. Birus (Leipzig), Die Struktur der Rayleighstrahlung von Flüssigkeiten.

Nach Debye[1]) läßt sich die Molekularbewegung in festen Körpern (und Flüssigkeiten) als Überlagerung von $3N$ elastischen Wellen darstellen, deren Wellenlängen in bestimmter Weise über das Spektrum verteilt sind (N = Atomzahl). Brillouin[2]) hat erkannt, daß man die „klassische" Lichtstreuung auffassen kann als Reflexion an diesen „Wärmewellen", die ja zu Dichteschwankungen und damit zu periodischen Änderungen des Brechungsindex Anlaß geben. Diese Annahme führt nun zu einem Frequenzauswahlgesetz (Braggbedingung im Schallwellengitter) und zu einer dopplereffektartigen Dublettaufspaltung des eingestrahlten Lichtes (Wellenlänge λ), deren Größe $\Delta\lambda$ von der Schallgeschwindigkeit v, dem Brechungsindex n und

1) P. Debye, Ann. d. Phys. **39**, 789, 1912; Vorträger über die kinetische Natur der Materie und der Elektrizität, Leipzig und Berlin 1914.
2) L. Brillouin, Ann. de Phys. **17**, 88, 1922.

dem Beobachtungswinkel ϑ abhängt (c = Lichtgeschwindigkeit):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \pm 2\frac{v\cdot n}{c}\sin\frac{\vartheta}{2}.$$

Für Toluol z. B. ist bei $\vartheta = 180°$ und $\lambda = 4000$ Å $\Delta\lambda = 0{,}05$ Å.

Durch Versuche von Gross veranlaßt, untersuchte Ramm[1]) das unter 180° von verschiedenen organischen Flüssigkeiten gestreute Licht einer Zinkbogenlampe mit dem Stufengitter und bestätigte Brillouins Voraussage; er fand aber außer diesem Dublett stets auch die ganz unveränderte Primärlinie im Spektrum des Streulichts.

Landau und Placzek[2]) sprachen, zunächst ohne sie zu begründen, die Vermutung aus, daß auf diese „Mittellinie" tatsächlich der Anteil $\frac{c_p - c_v}{c_p}$ der Gesamtintensität entfallen sollte (c_p und c_v sind die beiden spezifischen Wärmen).

Um nun über Vorhandensein und Stärke der Mittellinie zu entscheiden, wurden bei neuen Versuchen mit Quecksilberlicht ($\lambda = 4078$ Å) auch Polarisationsmessungen ausgeführt. Auf Staubfreiheit und Vermeidung allen Falschlichtes wurde besonderer Wert gelegt. Wegen der Polarisationsmessungen und zur Erreichung eines möglichst dunklen Hintergrundes wurde der Streuwinkel zu 90° gewählt.

Es ergab sich, daß sich das Streulicht in zwei Anteile zerlegen läßt:

1. Ein vollständig in der Einstrahlungsrichtung polarisiertes, symmetrisches Triplett, dessen Intensitätsverhältnis mit dem von Landau und Placzek angegebenen übereinstimmt (Dichteschwankungsstreuung).
2. Die depolarisierte Anisotropiestrahlung (Depolarisationsgrad $= \frac{6}{7}$), die im Stufengitter (Dispersionsgebiet 0,16 Å) auch bei sauberer Vorzerlegung keine Struktur zeigt, also stark verbreitert ist.

Der Gesamtdepolarisationsgrad z. B. des Toluol wächst bei Vergrößerung der Monochromatorspaltbreite von 2 Å auf 20 Å von etwa 25 Proz. bis zu dem auch mit kontinuierlichem Licht gemessenen Wert (50 Proz.).

1) W. Ramm, Physik. Zeitschr. **35**, 756, 1934.
2) L. Landau und G. Placzek, Phys. Zeitschr. d. Sowjetunion **5**, 172, 1934.

Leipzig, Physikalisches Institut.

H. Gobrecht (Dresden), Weitere Untersuchungen über die Absorptions- und Emissionsspektren Seltener Erdionen im Ultrarot[1]).

Es sind die Borate der Seltenen Erden im Ultrarot mit Monochromator und Thermosäule auf Absorption bis 2,5 μ untersucht. Dabei wurde der Monochromator durch einen Elektromotor langsam durchgedreht und der Ausschlag des Galvanometers auf einer Trommel mit photographischem Papier registriert. Es ergaben sich neue, sehr starke Absorptionslinien bei *Pr*, *Sm*, *Dy*, *Ho* und *Er*. Da, wie schon früher gezeigt[1]), das Fluoreszenzspektrum der Ionen der Seltenen Erden als Übergang von einem Term zu dem Multiplett des Grundterms gedeutet werden konnte, so wurde auch versucht, durch längere Belichtung Übergänge zu den Termen zu erhalten, deren Lage durch die ultraroten Absorptionslinien gefunden waren. Dies ist auch tatsächlich erreicht worden, soweit es mit neuesten Ultrarotplatten möglich ist.

Auch für die Termzuordnung sind die ultraroten Absorptionen wichtig. Hier scheinen einfachere Verhältnisse vorzuliegen als im Gebiet höherer Energie. Es gibt bei *Sm* nur 6 Absorptionen im Ultrarot, denen man an den Intervallen sofort die Zusammengehörigkeit zu einem Sextett-Term erkennt. Aus der Gesamtaufspaltung ergibt sich ein ^6F-Term, der zweittiefste Sextett-Term, wobei in der Rechnung die Abschirmungszahl zugrunde gelegt ist, die aus der Aufspaltung des Grundterms vom Fluoreszenzspektrum her bekannt ist. Ähnlich wurde bei *Pr* ein ^3F-Term im Ultrarot gefunden, während die bekannten 3 starken Absorptionen des *Pr*-Ions im Blau als ^3P-Term zu deuten sind. Übergänge innerhalb eines Multipletts, die als Absorptionen vom tiefsten Niveau zu den anderen Komponenten des Grundterm-Multipletts hätten infolge der großen Ausspaltung beobachtet werden müssen, sind demnach auch in den starken Feldern des Kristallgitters nicht vorhanden.

1) H. Gobrecht, Physik. Zeitschr. **37**, 153, 1936.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Carl Schreck (Jena), Weitere Versuche über den Dipoleffekt zäher Flüssigkeiten bei Hochfrequenz.

Auf der vorigen Gautagung ist über Hochfrequenzmessungen an zähen polaren Flüssigkeiten und festen Körpern berichtet worden[1]), die gegenüber der einfachen Debyeschen Theorie erhebliche Abweichungen zeigten. M. Wien wies darauf hin, daß diese Abweichungen ihren Grund entweder im Vorhandensein mehrerer Sprunggebiete, d. h. von Dipolen verschiedener Relaxationszeit in der Substanz, haben können oder aber mit der Zähigkeit der Flüssigkeit in Verbindung stünden.

1) Physik. Zeitschr. **37**, 155—162, 1936. (Berichtigung: S. 157, Fig. 2 nicht $\Delta\varkappa \cdot 10^8$, sondern $\Delta\varkappa \cdot 10^7$.)

Besonders auffällig waren diese Abweichungen bei konzentrierten Lävuloselösungen. Diese wurden jetzt im Gebiet langer Wellen eingehender untersucht, und es wurde gefunden, daß sich die Ergebnisse recht gut mit einer Annahme von mehreren Sprungstellen erklären lassen. Im folgenden sollen der Berechnung 2 oder 3 Sprungstellen zugrunde gelegt werden. Die Formeln für eine so zusammengesetzte Substanz lauten mit 2 Sprungstellen:

$$\Delta\varkappa = \frac{1}{2} \cdot \frac{S}{60}\left[\frac{\lambda_{S_1}}{\lambda^2 + \lambda_{S_1}^2} + \frac{\lambda_{S_2}}{\lambda^2 + \lambda_{S_2}^2}\right]$$

und

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{2} \cdot S \cdot \lambda^2\left[\frac{1}{\lambda^2 + \lambda_{S_1}^2} + \frac{1}{\lambda^2 + \lambda_{S_2}^2}\right].$$

Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß die Sprünge alle gleich sind $S_1 = S_2 = S_3 = 47$, und daß von jeder Dipolsorte gleichviel, d. h. $^1/_2$ (bei 2 Sprungstellen) oder $^1/_3$ (bei 3 Sprungstellen) vorhanden sind. Dann erhalten wir für die Dielektrizitätskonstante (DK.) ε und den Verlust $\Delta\varkappa$ folgende Kurven (Fig. 1 und 2). Fig. 3 zeigt nochmals den Verlauf von ε bei der Annahme von 3 Sprungstellen, und außerdem wurden noch die Ergebnisse von 2 Meßreihen (von 48000—10 m) eingezeichnet[1]). Der weite Abstand zwischen den beiden Meßreihen ist darauf zurückzuführen, daß jedesmal eine neue Lösung

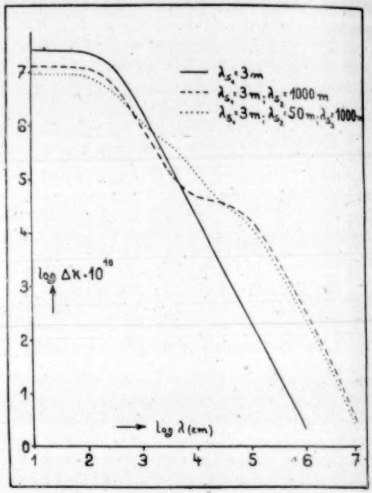


Fig. 2. Verlauf des Verlustes bei Annahme von 1, 2 und 3 Sprungstellen.

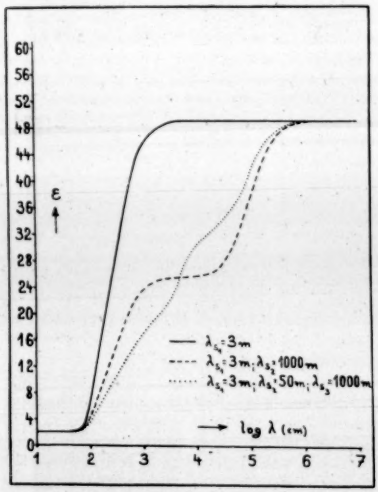


Fig. 1. Verlauf der DK. bei Annahme von 1, 2 und 3 Sprungstellen.

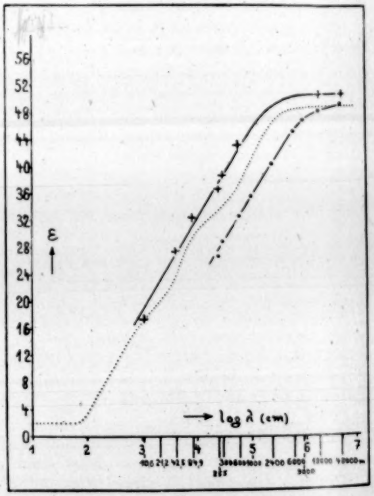


Fig. 3. Verlauf der DK. bei Annahme von 3 Sprungstellen (·····) und 2 Meßreihen (48000—10 m) an Lävuloselösungen.

1) Die Werte für 10—85 m sind von Herrn Hackel mit dessen Apparatur gemessen worden, dem ich für seine Hilfe auch an dieser Stelle meinen besten Dank ausspreche.

hergestellt werden mußte, und daß in der Nähe der Sättigung kleine Konzentrationsänderungen eine sehr starke Wirkung auf die Zähigkeit und damit auf die Ergebnisse haben. Fig. 4 zeigt den Verlauf des $\Delta\varkappa$ bei Annahme von 3 Sprungstellen und außerdem Ergebnisse einer Meßreihe von 48000–255 m. Die Punkte bei 2, 4 und 8 m sind der Arbeit von Dahms[1]) entnommen. Man sieht, daß der Verlauf überall im großen und ganzen der berechneten Kurve entspricht. Es ergibt sich demnach, daß die Dipoltheorie grundsätzlich bestätigt wird, und über ein großes Gebiet von Wellenlängen aus den Werten der DK. auf die Leitfähigkeit geschlossen werden kann, und zwar in einem Wellenlängenbereich von 1 m bis 10^3 m. Von 2 m bis 1000 m schließt sich die gemessene Kurve gut an den mittleren Teil der berechneten Kurve an, in dem der Verlust annähernd proportional der Frequenz ansteigt. Bei 1000 m weisen beide Kurven einen Knick auf. Während aber bei der berechneten Kurve der $\Delta\varkappa$ von da ab etwa mit dem Quadrat der Frequenz ansteigt, ist der Verlauf der gemessenen Werte noch etwas weniger steiler.

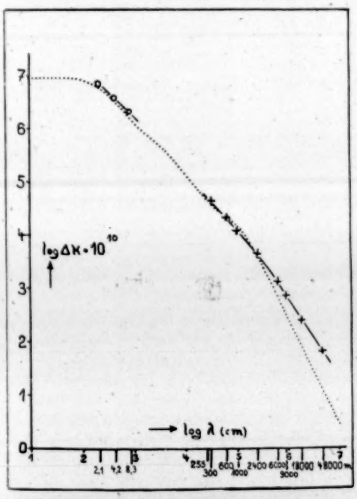


Fig. 4. Verlauf des Verlustes bei Annahme von 3 Sprungstellen (·····) und eine Meßreihe (48000 bis 255 m) an Lävulose.

Fig. 5 zeigt die Änderung von ε bei verschiedenen Konzentrationen nahe der Sättigung. Man sieht deutlich, daß die Abweichungen von der statischen DK. bei längeren Wellen desto größer werden, je höher die Konzentration wird. Bei der letzten Konzentration zum Beispiel sinkt die DK. von 42 bei 48000 m auf 18 bei 255 m, und schon

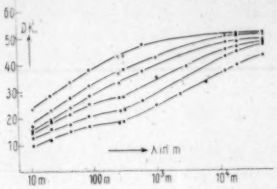


Fig. 5. Verlauf der DK. bei verschiedenen Lävulosekonzentrationen.

bei sehr langen Wellen bis 50000 m sind noch Abweichungen von ε_0 merklich. Interessant ist, daß bei den beiden untersten Kurven — also für die größten Zähigkeiten — deutlich 2 Sprungstellen bei etwa 300 m und 10 m hervortreten. Bei den Lösungen geringerer Zähigkeit liegt die erste Sprungstelle wohl noch bei niedrigeren Wellenlängen.

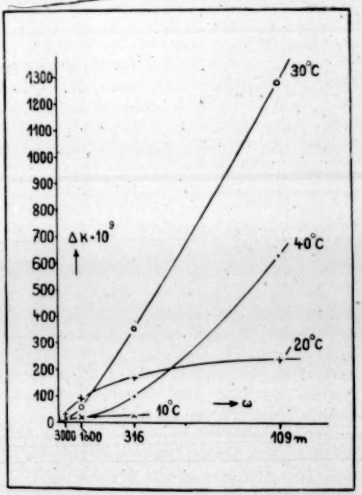


Fig. 6. Verlauf des Verlustes bei Permitol (Jackson) bei verschiedenen Temperaturen.

Um den Einfluß der Zähigkeit weiter zu untersuchen, wurden Messungen an anderen sehr zähen Flüssigkeiten gemacht. Ich möchte zunächst auf die Messungen von Jackson[1]), auf

1) W. Dahms, Ann. d. Phys. (5) **26**, 177–192, 1936.

1) W. Jackson, Proc. Roy. Soc. London (A) **153**, 158–166, 1935.

die Debye auf der letzten Gautagung in der Diskussion hinwies, näher eingehen. Berechnet man aus seinen Ergebnissen den Verlust und trägt ihn als Funktion der Frequenz auf, so erhält man bei

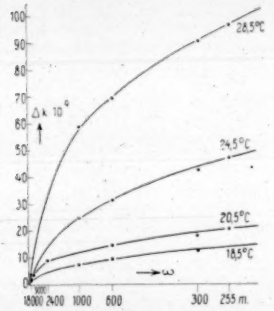


Fig. 7. Verlauf des Verlustes bei Clophen A 60 (von I. G. Farben) bei verschiedenen Temperaturen.

verschiedenen Temperaturen umstehende Kurven (Fig. 6). Man sieht hier deutlich zweierlei:

1. Der Verlust hat ein Maximum kurz vor dem Erstarrungspunkt. Während der Verlust von 40° bis 30° — die Substanz ist noch flüssig, wird aber zäher — ansteigt, ist er bei 20° — nach dem Erstarrungspunkt — deutlich gesunken und nimmt weiter bis 10° ab.
2. Der Verlust steigt bei den verschiedenen Temperaturen verschieden an. Während er bei 40° noch nahezu proportional mit ω^2 ansteigt, nimmt er bei 30° fast mit ω zu, um bei 20° und 10° langsamer als proportional ω anzusteigen.

Um die Messungen von Jackson nachzuprüfen, wurde ein ähnlicher Stoff, den wir von I. G.-Farben bezogen, vorläufig bis zu 28° untersucht (Fig. 7). Die Messungen zeigen denselben Verlauf wie die von Jackson. Ein Unterschied besteht nur darin, daß die Dipolleitfähigkeit etwa um eine Zehnerpotenz kleiner ist.

Weiterhin wurden Messungen an Glyzerin bei verschiedenen Temperaturen gemacht (Fig. 8). Auch hier sieht man wieder deutlich die beiden Merkmale:

1. daß der Verlust bis kurz vor dem Erstarrungspunkt (−21°) ansteigt (19°, 0°, −17°), um nach dem Erstarrungspunkt (−75°) erheblich abzusinken.
2. daß der Verlust bei 19°, 0°, −17° noch proportional mit ω^2 ansteigt, während er bei der erstarrten Substanz bei −75° langsamer als ω zunimmt.

Das Festwerden der Substanz läßt sich also bei allen diesen Messungen gut verfolgen. Es

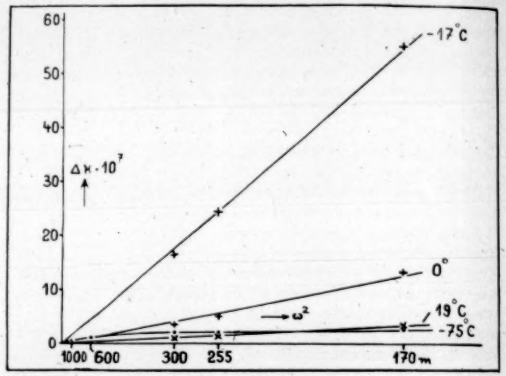


Fig. 8. Verlauf des Verlustes bei Glyzerin bei verschiedenen Temperaturen.

scheint demnach, daß dieser Einfluß der Zähigkeit grundsätzlich ist und den Übergang von den flüssigen polaren Isolatoren zu den festen darstellt. Natürlich zeigen die verschiedenen Substanzen noch individuelle Unterschiede, da ja die Relaxationszeit außer von der Zähigkeit von dem Molekülradius abhängt. Schließlich zeigen die Versuche, daß die einfache Dipol-Theorie bei sehr zähen Flüssigkeiten nicht ausreicht, sondern noch erweitert werden muß.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

Heinz Wolff (Halle a. d. S.), Über die Natur „erregter" Farbzentren.

Die Einstrahlung in die glockenförmige Absorptionsbande der Farbzentren von Alkalihalogenidkristallen (Fig. 1, Kurve *A*) kann zwei Vorgänge bewirken, die sich im Absorptionsspektrum des Kristalls bemerkbar machen: „Erregung" und Entfärbung des Kristalls[1]). Der elektrische Nachweis der Erregung wurde von Gudden und Pohl erbracht, der optische von Gyulai[2]). Sie fanden eine erhebliche Erweiterung der Absorptionsbande des erregten Kristalls in Richtung längerer Wellen und eine Erniedrigung des Bandenmaximums (Fig. 1, Kurve *B*).

1) Ein dritter Vorgang, der zu räumlicher Umordnung der Farbzentren führt (A. Smekal, Physik. Zeitschr. **33**, 204, 1932), ist im Absorptionsspektrum nicht beobachtbar.

2) B. Gudden und R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **30**, 14, 1924; Z. Gyulai, ebenda **31**, 290, 1925; **33**, 251, 1925.

Gudden und Pohl haben zuerst die Auffassung entwickelt, daß die Absorptionsspektren des unerregten und des erregten Zustandes wesens-

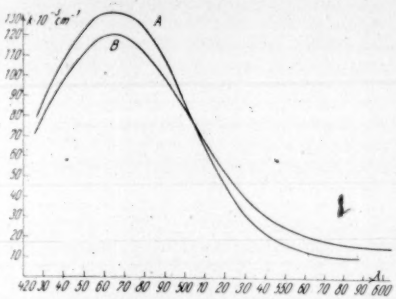


Fig. 1. Absorptionsspektrum der Farbzentren eines reinen synthetischen *NaCl*-Kristalls.
Kurve A: Unerregter Zustand.
Kurve B: Erregter Zustand.

gleich seien und daß die „erregte" Absorption auf die Überlagerung der Absorptionsbanden der normalen und einer weiteren Farbzentrenart zurückzuführen ist. Aus dem Experiment läßt sich dies nicht ohne weiteres ersehen. Von verschiedenen Seiten wurde daher versucht, eine Trennung beider Banden auf rechnerischem Wege vorzunehmen[1]), was aber ohne Benutzung gewisser Voraussetzungen nicht möglich ist.

Der Übergang vom unerregten in den erregten Zustand der Farbzentrenbande ist reversibel; der erregte Zustand kann durch geeignete langwellige Bestrahlung wieder in den unerregten übergeführt werden. Auch auf thermischem Wege läßt sich die Erregung beseitigen. Bei Steinsalz z. B. erfolgt die Umwandlung von Erregungszentren in normale Farbzentren schon in Zimmertemperatur. Als Maß für die Erregbarkeit der Farbzentren eines Kristalls ist die reversible maximale Erniedrigung $k_A - k_B$ des Absorptionskoeffizienten k_A der unerregten Färbung im Bandenmaximum (Fig. 1) benutzt und als „spezifische Erregung" in Prozenten von k_A ausgedrückt worden. Diese spezifische Erregung fand Schröder für jedes Kristallmaterial innerhalb gewisser Grenzen konstant[2]). Durch Wärmebehandlung kann die spezifische Erregung beeinflußt werden; Temperaturstufen oberhalb 500° C bewirken bei Steinsalz eine starke Herabsetzung der Erregbarkeit, was auf die Mitwirkung von Fremdatomen hinweist[3]).

1) Z. Gyulai, Zeitschr. f. Phys. **33**, 251, 1925; W. Thiele, Ann. d. Phys. **25**, 561, 1936.
2) H. J. Schröder, Zeitschr. f. Phys. **76**, 608, 1932.
3) Vgl. auch die Angaben bei A. Smakula, Zeitschr. f. Phys. **59**, 603, 1930, § 8.

Für das Folgende ist ferner der Einfluß plastischer Verformung des Kristalls auf die Absorptionsbande der Farbzentren von Wichtigkeit. Die Verformung bewirkt, neben einer gewissen Entfärbung, eine Rotverschiebung des Absorptionsmaximums der Farbzentrenbande[1]). Die Druckfestigkeit eines reinen synthetischen Steinsalzkristalls liegt bei etwa 3000 g/mm²; ein durch diesen maximalen Verformungsdruck beanspruchter Kristall erfährt eine Rotverschiebung des Bandenmaximums von 9—10 mμ. Diese Verschiebung entspricht einer örtlichen elastischen Anspannung des Kristallbaues von 200000—400000 g/mm², also der Höhe der theoretischen Idealgitterfestigkeit[2]). Für schwächere Verformungen ist die Rotverschiebung angenähert proportional dem Verformungsdruck.

Wir haben nun die Erregung von synthetischen Steinsalzkristallen mit $SrCl_2$-Zusätzen näher untersucht. Das Absorptionsspektrum der unerregten Farbzentren hat die normale Lage (Fig. 2, Kurve *A*), wie sie auch bei zusatzfreien Kristallen gefunden wird (Fig. 1, Kurve *A*). Das Maximum liegt bei 465 mμ. Durch Einstrahlung in diese Bande mit blauem Licht wurde der erregte Zustand hergestellt; es zeigte sich nicht nur die übliche langwellige Erweiterung des Absorptionsspektrums, sondern es trat noch eine Rotverschiebung des Maximums ein (Fig. 2, Kurve *B*). Diese Verschiebung ist reversibel. Durch geeignete Rotbestrahlung, aber auch schon durch die Wärmebewegung in Zimmertemperatur wird das Maximum allmählich wieder auf 465 mμ zurückgebracht. Es ist das der gleiche Sachverhalt wie bei „Erregung" und „Entregung" an zusatz-

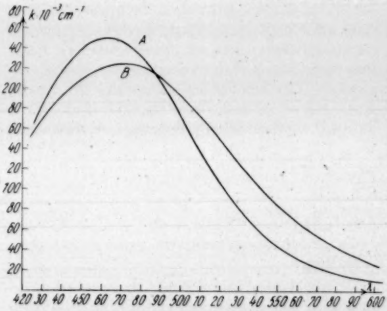


Fig. 2. Absorptionsspektrum der Farbzentren eines synthetischen *NaCl*-Kristalls mit $SrCl_2$-Zusatz.
Kurve A: Unerregter Zustand.
Kurve B: Erregter Zustand.

1) K. Helbig, Zeitschr. f. Phys. **91**, 573, 1934; E. Poser, ebenda **91**, 593, 1934.
2) A. Smekal, Physik. Zeitschr. **34**, 633, 1933 § 4.

freiem Steinsalz, nur daß außerdem bei erregten Kristallen noch eine Rotverschiebung des Maximums hinzutritt. Die Größe der Rotverschiebung ist abhängig von der Menge des zugesetzten $SrCl_2$, jedoch konnte keine größere Verschiebung als 10 $m\mu$ gemessen werden. Es ist dies der gleiche Betrag der Rotverschiebung des Bandenmaximums wie bei einem bis zur Druckfestigkeitsgrenze verformten reinen Steinsalzkristall. Da die Fremdatome im Kristallgitter Eigenspannungen erzeugen, die nicht größer sein können als die Idealgitterfestigkeit, kann die durch diese Eigenspannungen erzeugte Rotverschiebung tatsächlich nicht größer sein als 10 $m\mu$. Das Auftreten von Erregungszentren ist infolgedessen ganz allgemein auf das Vorhandensein winziger Raumgebiete des Kristallszurückzuführen, in denen durch gitterfremde Atome Eigenspannungen erzeugt werden.

Aus der Tatsache, daß auch die reinsten Kristalle Erregungszentren besitzen, ist zu entnehmen, daß man Kristalle ohne submikroskopische Spannungsgebiete bisher nicht herzustellen in der Lage ist. Die Zahl dieser Gebiete wird durch Einbau zunehmender Mengen von $SrCl_2$ vergrößert. Bei der kleinsten untersuchten Konzentration betrug die Rotverschiebung 3 $m\mu$, während die stärksten Konzentrationen Verschiebungen bis zu 10 $m\mu$ ergaben. Ein ähnliches Verhalten zeigt die Halbwertsbreite der Farbzentrenbande, die an reinen Steinsalzkristallen 85 $m\mu$ beträgt und mit zunehmendem $SrCl_2$-Zusatz von 85 $m\mu$ bis maximal 115 $m\mu$ vergrößert gefunden worden ist.

Um zu zeigen, daß diese Befunde etwa nicht nur dem $SrCl_2$ zuzuschreiben sind, wurde anstatt dessen $NaNO_3$ als ein völlig andersartiger Fremdzusatz gewählt, der mit $NaCl$ ebenfalls keine Mischkristalle bildet; es zeigte sich, daß hier die gleichen Erscheinungen auftraten. Es ist beabsichtigt, die Versuche auf andere Temperaturen und weitere Alkalihalogenide auszudehnen.

Halle a. d. S., Institut für theoretische Physik der Martin-Luther-Universität.

Adolf Smekal (Halle a. d. S.), Zur Theorie der Absorptionsspektren von Isolatorkristallen.

Einleitung. Von den sichtbaren und ultravioletten Absorptionsspektren nichtmetallischer Stoffe sind die Linienspektren dem Verständnis am leichtesten zugänglich, soweit es von vornherein gewiß ist, daß sie mit Elektronenübergängen innerer Elektronenschalen zusammenhängen. Bei Absorptionsbanden dagegen bedarf auch die allgemeine Natur der Elektronenübergänge einer besonderen Klarstellung. Eine Zugehörigkeit zu reinen Gittervorgängen wird aus der Größenordnung der Absorption zu erschließen sein. Da die Messung solcher Absorptionen zumeist auf sehr dünne Schichten beschränkt bleibt, kann der Nachweis ihrer Unempfindlichkeit gegen Gitterstörungen jedoch Schwierigkeiten begegnen[1]). Die theoretische Wiedergabe der Absorptionseigenschaften nichtmetallischer Kristallgitter ist bisher auf wenige qualitative Züge beschränkt, wohl deshalb, weil die Anwendung der Theorie auf den wichtigen Fall der einfachsten Ionengitter über die ersten Anfänge nicht hinausgekommen ist[2]).

§ 1. „Zentren"ionisation durch Lichtabsorption. Die Möglichkeit zu weitergehenden Aussagen ergibt sich jedoch, wenn man die Theorie der Elektronenbindung in Kristallgittern zur Deutung von Absorptionsspektren nutzbar macht. Allerdings bedeutet dies zunächst den Ausschluß reiner Gittervorgänge. Die Elektronenbindung und Fortbewegung in den „erlaubten" Energiebändern eines Kristallgitters gilt in Strenge nur für zusätzlich eingeführte Elektronen, so daß man optische Übergänge betrachten muß, deren Anfangszustände am Rande des Gitters, an inneren oder äußeren Kristalloberflächen, gelegen sind. Derartige Anfangszustände mit scharfen Energieniveaus können strenggenommen nur durch einzelne, an gleichartigen inneren Oberflächen adsorbierte Atomsysteme beim absoluten Nullpunkt verwirklicht werden. Daß die Endzustände einer solchen Absorptionsbande einem Energiebande des Kristallgitters angehören, wird im einfachsten Falle durch den Nachweis lichtelektrischer Elektronenleitung gesichert sein. Beim absoluten Nullpunkt muß die Absorptionsbande eine endliche Breite besitzen, die eine untere Grenze für die Energiebandbreite darstellt. Allgemeine Voraussagen über die Bandengestalt sind dagegen ebensowenig möglich wie solche über die wahren Energiebandbreiten.

In Anknüpfung an bekannte Begriffsbildungen von Lenard und Pohl sollen adsorbierte Atomsysteme mit scharfen Nullpunktsenergieniveaus allgemein „Zentren" genannt werden. Einstrahlung in die vorhin gekennzeichnete Absorptionsbande der Zentren wird eine durch das Quantenäquivalent bestimmte Anzahl von Zentren „zerstören" und ionisierte Zentren zurücklassen. Wie immer auch

1) Vgl. A. Kublitzky, Ann. d. Phys. 20. 793. 1934, Fig. 7, wo der Einfluß der Porosität dünner Kristallschichten auf die Form der Gitterabsorptionsbanden hervorgehoben wird.

2) R. Peierls, Ann. d. Phys. 13, 905. 1932; D. Blochinzew, Sow. Phys. Zeitschr. 7, 539. 1935.

die Bandenform aussehen mag — die Absorptionsbande muß einheitlich sein, d. h. bei beliebig gewählter monochromatischer Einstrahlung zwar ihre Höhe ändern, aber die ursprüngliche Form bewahren, da die letztere durch die Vielheit der Elektronenzustände des Energiebandes bestimmt wird.

In höheren Temperaturen muß eine thermische Verbreiterung sowohl des scharfen Ausgangsniveaus, als auch der Endzustände des Energiebandes erwartet werden uud damit auch eine thermische Verbreiterung der Zentrenabsorption. Die thermische Unschärfe des Zentrenniveaus ist für hohe Temperaturen von der Größenordnung $k\,T \sim 10^{-4} \cdot T$ Elektronenvolt. Jede darüber hinausgehende thermische Verbreiterung der Absorptionsbande ist daher dem Energieband zuzuschreiben. Eine allgemeine Gesetzmäßigkeit für die Temperaturabhängigkeit der die Energiebandbreite bestimmenden Austauschintegrale ist nicht bekannt; aus der zunehmenden Welligkeit des Gitterpotentials bei zunehmender Wärmebewegung folgt jedoch qualitativ eine Verbreiterung des Energiebandes, die vorwiegend nach geringen Elektronenenergien hin erfolgt.

§ 2. Normale und anormale Zentren, normale und gestörte Energiebänder. Die Adsorption gleichartiger Atomsysteme an kristallographisch verschiedenwertigen Stellen von inneren Oberflächen kann zu verschiedenen Zentrenarten Veranlassung geben, denen verschiedene, grundsätzlich trennbare Absorptionsbanden zugehören, über deren Gestalt aber wiederum keine näheren Voraussagen möglich sind. Da adsorbierte Atomsysteme im allgemeinen gitterfremde Kristallbausteine sind, können sie, je nach der Vorgeschichte ihrer Einlagerung in den Kristall, an spannungsfreie Oberflächen gebunden sein oder an Gittergebiete mit Eigenspannungen. Im ersteren Falle möge von „normalen" Zentren gesprochen werden, im letzteren von „anormalen" Zentren. Das Vorhandensein von Eigenspannungen bedeutet eine Zufuhr von elastischer Energie, die das scharfe Energieniveau einer „normalen" Zentrenart abändert. „Anormale" Zentren besitzen demnach desto stärker „gestörte" Energieniveaus, je höher die Eigenspannungen, denen das Zentrum ausgesetzt ist. Den Eigenspannungen ist durch die Höhe der theoretischen Idealgitterfestigkeit eine obere Grenze gesetzt, deren Größenordnung entweder aus den elektrischen Eigenschaften des Kristallgitters abgeschätzt[1]) oder aus den Gitterkräften berechnet[2]) werden kann. Die elastische Energie je Gitterbaustein bei homogener Anspannung bis zur Höhe der Idealgitterfestigkeit ergibt einen oberen Grenzwert für die Zunahmen der Energieniveaus der Zentren durch Eigenspannungen. Die Größenordnung der mittleren Elastizitätsmoduln der Kristallgitter ist 10^5 bis 10^6 kg/cm², woraus man eine maximale elastische Energiezufuhr von einigen Hundertstel bis Zehntel Elektronenvolt je Gitterbaustein erhält. Bei unveränderter Beschaffenheit des Energiebandes bedeutet sie zusätzliche Verbreiterung oder Rotverschiebung der Absorptionsbande durch Eigenspannungen, je nachdem, ob Zentren mit allen möglichen Eigenspannungsbeträgen vorliegen oder vorwiegend Zentren an Orten mit maximalen Eigenspannungen.

Offenbar wäre es jedoch unzulässig, eine Unbeeinflußbarkeit des Energiebandes durch elastische Eigenspannungen vorauszusetzen. Das Auftreten von Eigenspannungen ist wesentlich mit räumlich inhomogenen elastischen Deformationszuständen verknüpft, wodurch örtlich die Ebenheit des Kristallgitters verloren geht und damit die wesentlichste Ursache für das Verbot der außerhalb des normalen Energiebandes liegenden Elektronenenergien. Wir erwarten demnach eine Störung des Energiebandes an Orten mit hohen inneren Eigenspannungen. Betrachtet man das Elektronenbindungsproblem im Kristallgitter von der Näherung freier Elektronen her, wo das Verbot von Elektronenenergien mit jenem von Bragg-Reflexionen der Elektronenwellen zusammenhängt, dann kommt ein Fortfall von Bragg-Reflexionen zuerst für längerwellige Elektronen in Betracht, so daß das Energieband nach kleineren Elektronenenergien hin verbreitert wird. Bei örtlicher Grenzdehnung bis zur Idealgitterfestigkeit sollten praktisch alle Energieverbote wegfallen.

Die Inhomogenität der elastischen Deformationszustände des Gitters ergibt ganz allgemein, daß die Häufigkeit eines bestimmten Deformationsgrades desto kleiner ist, je höher die zugehörigen Eigenspannungen. Unabhängig von den besonderen örtlichen Ursachen solcher Spannungen muß daher gelten: Je stärker eine Energiebandverbreiterung, desto seltener ihr Vorkommen. Daraus ergibt sich auch ohne nähere Kenntnis der Bandenform einer „normalen" Zentrenabsorption, daß die Absorptionsbande der zugehörigen „anormalen" Zentren gegen lange Wellen hin ohne festliegende Begrenzung asymmetrisch verbreitert ist, womit zugleich eine höhere thermische Empfindlichkeit von „anormalen" Zentren gegeben ist.

1) Vgl. etwa Handbuch der Physik, Bd. XXIV/2, Kap. 5, Ziffer 20A, 23C, 1933.

2) F. Zwicky, Physik. Zeitschr. **24**, 131, 1923; J. H. de Boer, Trans. Farad. Soc. **32**, 10, 1936.

§ 3. Vergleich mit der Erfahrung. a) Farbzentren der Alkalihalogenide. Das bestbekannte Beispiel für die Anwendung der vorstehenden Betrachtungen sind die sog. „Farbzentren" der Alkalihalogenidkristalle[1]). Sie beruhen auf der Adsorption von Alkalimetallatomen an inneren Kristalloberflächen. Die „unerregten" Farbzentren entsprechen „normalen" Zentren, „erregte" Farbzentren sind „anormale" Zentren. Die normale Farbzentrenbande besitzt symmetrische Glokkenform. Sie hat in Tiefsttemperatur tatsächlich eine endliche Halbwertsbreite. Aus der Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite[2]) entnimmt man ferner, daß diese durch thermische Verbreiterung des Zentrenenergieniveaus allein nicht erklärt werden kann; es liegt eine zusätzliche thermische Verbreiterung nach langen Wellen hin vor, die ebenso wie die endliche Nullpunktsbreite dem Energieband des Kristallgitters zuzuschreiben ist.

Über die Absorptionsbande „erregter" Farbzentren unterrichtet die vorstehende Arbeit von H. Wolff[3]). Dort wird gezeigt, daß die asymmetrisch nach Rot verbreiterte Bande tatsächlich mit Fremdatomen und inneren Spannungen zusammenhängt und auch einfach durch äußere plastische Verformung des Kristallmaterials erhalten werden kann. Die Rotverschiebung des Bandenmaximums um höchstens 10 $m\mu$ bei *NaCl* ist für äußere plastische Verformung schon früher gefunden[4]) und im Sinne der Ausführungen des § 2 für das Zentrenenergieniveau gedeutet[5]) worden. Jetzt ist auch die Erklärung der asymmetrischen Bandenform ermöglicht und mit § 2 auf örtliche Verbreiterungen des Energiebandes zurückgeführt. Daß von vornherein nur eine Deutung dieser Art in Betracht kommen konnte, entnimmt man dem Ausmaß der Verbreiterung des Bandenfußes; energetisch ausgedrückt, ist sie mindestens 20—50mal so groß wie die Rotverschiebung des Bandenmaximums. Da bereits die letztere mit örtlicher Anspannung des Kristallgitters bis zur Höhe der Idealgitterfestigkeit zusammenhängt, ist eine fortbestehende, rein mechanisch bewirkte Energiezufuhr des erwähnten Vielfachen an ein Einzelteilchen des Kristallbaues auszuschließen.

b) *U*- und *K*-Zentren von Alkalihalogeniden. Weitere Beispiele für die Betrachtungen der §§ 1 und 2 ergeben die *U*- und *K*-Zentren von Alkalihalogenidkristallen[1]). Die Herstellung der „*U*-Zentren" vollzieht sich, soweit bekannt, unabhängig von Fremdatomen. Demgemäß gibt es keine „Erregung" von *U*-Zentren und die *U*-Bande besitzt die gleichen allgemeinen Eigenschaften wie die Absorptionsbande normaler Farbzentren. — Ein Gegenbeispiel liefern die „*K*-Zentren", die nur in Verbindung mit der Einlagerung gitterfremder Komplexionen hergestellt sind. Hier tritt die asymmetrische Bandenform der „erregten" Farbzentren auf.

c) Langwelliger Ausläufer der Kristall-Eigenabsorptionen. Da jeder kristallisierte Stoff geringe Mengen von gitterfremden Beimengungen enthält, sollten durch Eigenspannungen bedingte örtliche Verbreiterungen des tiefsten unbesetzten Energiebandes in allen isolierenden Kristallen vorhanden sein. Für eine sehr allgemeine Verbreitung dieser Erscheinung spricht das regelmäßige Auftreten strukturempfindlicher „langwelliger Ausläufer" der starken Eigenabsorption bei durchsichtigen Kristallen verschiedenster Bindungsart (Diamant, rotes Selen, Zinnober, Alkalihalogenide usw.). Diese „Ausläufer" sind in vielen Fällen als einheitliche Absorptionsbanden nachgewiesen. Einstrahlung in sie führt zu lichtelektrischer oder photochemischer Elektronenabspaltung, sowie zu der als „Erregung" bezeichneten, langwelligen Erweiterung der Ausläuferabsorption[2]). Allgemeine Form, Breite und Einheitlichkeit der „Ausläufer" können wie bei den Absorptionsbanden „erregter" Farbzentren nur mit örtlichen Verbreiterungen von Energiebändern in Verbindung gebracht werden. Das gilt sowohl für „unerregte" wie für „erregte" Ausläufer; die letzteren wären im Gegensatz zu den ersteren den Kristallteilen mit maximalen Eigenspannungen zuzuschreiben[3]). Offen bleibt nur eine genauere Kennzeichnung der Zentren der Ausläuferabsorptionen. Sie wäre für das Problem der Lenard-Phosphore von besonderer Wichtigkeit, da der gitterfremde Einbau „aktiver" Fremdstoffe hier konstitutive Bedeutung besitzt.

1) Eingehende Diskussion bei A. Smekal, Zeitschr. f. Phys. **101**, 1936.
2) E. Mollwo, Zeitschr. f. Phys. **85**, 56, 1933.
3) H. Wolff, Physik. Zeitschr. **37**, 552, 1936.
4) K. Helbig, Zeitschr. f. Phys. **91**, 573, 1934; E. Poser, ebenda **91**, 593, 1934.
5) A. Smekal, Physik. Zeitschr. **34**, 633, 1933, § 4.

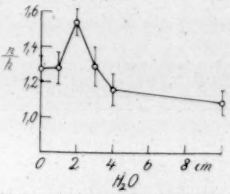
1) Schrifttum und eingehende Diskussion bei A. Smekal, Zeitschr. f. Phys. **101**, 1936.
2) Vgl. die bekannten Arbeiten von B. Gudden und R. Pohl, Zeitschr. f. Phys., 1920—26. Für Alkalihalogenidkristalle (*KBr*) hat erst E. Rexer, Physik. Zeitschr. **36**, 602, 1935, den Nachweis einer „Erregbarkeit" des langwelligen Ausläufers erbracht.
3) Damit werden sowohl die „unerregten" wie die „erregten" Ausläuferabsorptionen zu den Absorptionsbanden „erregter" Farbzentren von Alkalihalogeniden in Parallele gebracht.

Halle a. d. S., Institut für theoretische Physik der Martin-Luther-Universität.

W. Messerschmidt (Halle a. d. S.), Zum Barometereffekt der Ultrastrahlungsstöße.

Der Barometereffekt der Ultrastrahlungsstöße wurde zuerst von Steinke, Gastell und Nie[1]) beobachtet und durch Messungen des Verfassers bestätigt. Er ist je nach den Versuchsbedingungen 10—20mal größer als der Barometereffekt der Ultrastrahlung in Meereshöhe. Der Barometereffekt der Stöße läßt sich nicht als Absorptionseffekt einer weichen Strahlungskomponente, die die Stöße erzeugt, erklären. Die viel zu geringe Zunahme der Stoßhäufigkeit mit der Höhe[2]) und das Auftreten von Stößen in großen Wassertiefen[3]) sprechen dagegen. Der Barometereffekt der Stöße läßt sich durch die Veränderungen des Wassergehaltes in der Atmosphäre erklären. Bei Luftdruckfall tritt meist eine Wetterverschlechterung ein, wobei der Wassergehalt in der Atmosphäre zunimmt. Eine Zuordnung der Stoßhäufigkeit zur täglichen Niederschlagsmenge ergab eine Steigerung der Stoßhäufigkeit von 5 auf 8 zwischen 0 und 3 mm täglichem Niederschlag.

Der Einfluß des Wassers konnte noch durch einen Versuch bewiesen werden. Eine Ionisationskammer [24,5 Liter Inhalt, 26 Atm. Preßluftfüllung[4])] war allseitig mit 5 cm Blei abgeschirmt. Über der Kammer befand sich ein Wasserbehälter, in dem die Wasserschicht von 0 bis 10 cm verändert wurde. Das Ergebnis zeigt die Figur. Die Stoßhäufigkeit steigt bis zu 2 cm Wasser an und nimmt dann wieder ab. Die Zunahme der Stoßzahl liegt bei kleinen Stößen, entsprechend den Versuchen von Gastell (l. c.).



Abhängigkeit der Stoßhäufigkeit von einer über der mit 5 cm Blei abgeschirmten Ionisationskammer befindlichen Wasserschicht.

1) E. G. Steinke, A. Gastell und H. Nie, Naturwiss. **21**, 560, 1933; A. Gastell, Zeitschr. f. Phys. **97**, 114, 1935.
2) C. G. Montgomery und D. D. Montgomery, Phys. Rev. **47**, 429, 1935.
3) F. Weischedel, Zeitschr. f. techn. Phys. **16**, 402, 1935.
4) W. Messerschmidt, Zeitschr. f. Phys. **78**, 668, 1932 (Apparaturbeschreibung).

Eine Deutung dieser Kurve stößt auf Schwierigkeiten. Man könnte annehmen, daß es sich um Neutronen handelt, die im Wasser gebremst und in die Atome des Panzers einbaufähig werden. Die bei diesem Vorgang frei werdenden Energien sind aber viel zu klein gegenüber den in den Elektronengarben beobachteten Energien.

Halle a. d. S., Physikalisches Institut der Universität.

E. H. Winkler (Halle a. d. S.), Eine Doppelverstärkeranordnung zum Nachweis einzeln austretender Glühelektronen.

Der benutzte Proportionalverstärker ist eine Anwendung der von Zipprich[1]) angegebenen Anordnung, die irgendwie gebildete Elektronenmengen durch Stoßionisation verstärkt und Proportionalität dadurch erreicht, daß die Elektronen ein homogenes elektrisches Feld längs eines definierten Ionisationsweges zurücklegen. Zum Nachweis der einzelnen Elektronen wurde die Ionisationsstrecke jedoch in zwei getrennte Teile zerlegt, wodurch sich wichtige Vorteile ergaben.

Der in der Fig. 1 gezeigte Aufbau befindet sich in einer nicht gezeichneten Kammer und steht unter einem Druck von 10 mm *Hg*.

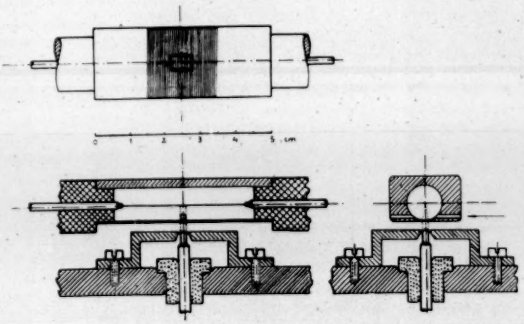


Fig. 1. Aufbau der Verstärkeranordnung.

Die Figur zeigt die eigentliche Kammer in der Ansicht von unten und in zwei zueinander senkrechten Schnitten. In einem viereckigen Messingstück ist eine Bohrung exzentrisch so angebracht, daß auf der einen Seite eine möglichst dünne Wand stehen bleibt. Auf dieser Seite ist

1) B. Zipprich, Zeitschr. f. Phys. **85**, 592, 1933.

eine viereckige Öffnung ausgefeilt und schließlich die Kammer außen mit dünnem Draht umwickelt, so daß über der Öffnung ein engmaschiges Drahtgitter gebildet wird. Mit der Öffnung nach unten, wird diese Kammer parallel zu einem Schutzringkondensator und isoliert von ihm in einer Entfernung von 3 mm befestigt. In der Mitte dieses Schutzringes sitzt der Auffänger von etwa 4 mm², der dem Duantenelektrometer die übergegangene Elektronenlawine zuführt. Axial in der Bohrung ist der zu untersuchende Draht, ein Platindraht von 0,1 mm Durchmesser isoliert angebracht.

Zwischen Draht, Kammer und Schutzring liegen die Enden einer Hochspannungsbatterie, und zwar der Draht am negativen Pol, die Kammer an etwa + 250 Volt und der Schutzring an etwa + 600 Volt und gleichzeitig am Erdpotential. Als Verstärkerstrecke ist somit die gesamte, aber durch das Gitter aufgeteilte Strecke zwischen Draht und Auffänger wirksam. Da die Verstärkung von den Verstärkungsfaktoren bei der Strecken abhängig ist, wurden diese zunächst getrennt als Funktion der angelegten Spannung bestimmt. Es zeigte sich, daß die Gesamtverstärkung das Produkt beider Faktoren ist. Für den Nachweis der einzelnen Elektronen wurde der Faktor der oberen zylinderförmigen Strecke auf den Wert 200 eingestellt, der der unteren homogenen Strecke durch die in Richtung des Pfeiles der Figur über dem Gitter eingeschlossenen α-Teilchen ermittelt und auf den Wert 1000 gebracht. Beide Strecken ergaben also eine Verstärkung von 200000.

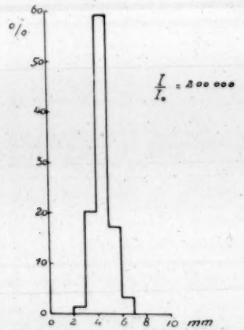


Fig. 2. Verteilung der Elektrometerausschläge.

Die Trennung beider Strecken war notwendig, weil bei einem Verstärkungsgrad von über 200 die positiven Ionen schon derart beschleunigt werden, daß sie Elektronen aus dem Draht auslösen können und eine Messung unmöglich machen. In der oberen Strecke findet daher nur eine reine Elektronenverstärkung statt. Gegenüber Verseuchungsteilchen ist der günstige Feldverlauf noch besonders wichtig, da entfernt vom Draht vorbei fliegende Teilchen nur sehr wenig oder kaum verstärkt werden. Als weiterer Vorteil ergibt sich die Ausblendung durch das elektrische Feld, wie in der Figur angedeutet, wodurch es möglich wurde, eine sehr kleine Oberfläche von nur 0,05 mm² zu untersuchen. Der gesamte ausgeblendete Raumteil ist so klein, daß vollkommen verseuchungsfreie Registrierungen erhalten wurden.

Fig. 2 zeigt die Verteilung der Ausschlagsgrößen, hervorgerufen durch einzelne Elektronen bei einer Verstärkung von 200000. Das Maximum liegt bei 4—5 mm und umfaßt annähernd 60 Proz. aller Ausschläge.

Das Bild der Verteilungskurve zeigt, daß trotz des hohen Verstärkungsgrades gute Proportionalität erreicht wurde.

Die beschriebene Methode gibt die Möglichkeit, den Einsatz und die Temperaturabhängigkeit der Elektronenemission am einzelnen Elektron zu untersuchen.

Halle a. d. S., Institut für Experimentalphysik der Martin-Luther-Universität.

Walter Christoph (Jena), Über die Koinzidenzunschärfe bei Zählrohren.

1. Einleitung.

Bei der Registrierung von Koinzidenzen mit Zählrohren läßt es sich nicht vermeiden, daß eine gewisse Zahl von zufälligen Koinzidenzen, die von der Einzelimpulszahl der Zählrohre und dem Auflösungsvermögen der Meßanordnung in bekannter Weise abhängt, mitgemessen wird. Man sucht sie durch Verkleinerung der Einzelimpulszahlen und durch Verbesserung des Auflösungsvermögens herabzusetzen. Letzteres geschieht vor allem durch Vergrößerung der Zahl der koinzidierenden Zählrohre. Die dabei erreichten Auflösungsvermögen schwanken zwischen 10^{-2}—10^{-4} sec.

Die im folgenden beschriebenen Versuche hatten den Zweck, zu untersuchen, ob man mit geeigneten Methoden noch größere Auflösungsvermögen verwenden kann, was a priori nicht zu sagen ist, weil die Entladezeiten im allgemeinen nicht klein sind und weil bei Untersuchungen an zwei Spitzenzählern Verzögerungszeiten von 10^{-2} sec bei gleichzeitiger Ionisierung beobachtet worden sind[1]).

1) W. Bothe und H. Geiger, Zeitschr. f. Phys. **32**, 639, 1925.

Mit Koinzidenzunschärfe soll im folgenden die Zeit bezeichnet werden, in welcher man die Entladungen zweier Zählrohre beobachten kann, die gleichzeitig ionisiert werden.

2. Methode und Apparatur.

Bei der Untersuchung wurde ein von Medicus[1]) angegebenes Verfahren benutzt. Hierbei werden die Einzelstöße zweier Zählrohre direkt oder über zwei gleicharbeitende Verstärkerstufen auf die beiden Ablenkplattenpaare einer Braunschen Röhre geleitet. Die Einzelimpulse lenken den Fluoreszenzfleck, entsprechend der Lage der elektrischen Felder, in zwei zueinander senkrechte Richtungen ab, während Koinzidenzen leicht an der diagonal verlaufenden Bewegung zu erkennen sind. Bei photographischer Registrierung ist das Auflösungsvermögen der Anordnung gegeben durch die Geschwindigkeit, mit der sich der Fluoreszenzfleck auf dem Registrierfilm bewegt und die Strecke, die man noch ablesen kann. Durch Vergleich mit der Transportgeschwindigkeit, die für diesen Zweck etwa 10^3 cm/sec betrug, wurde die Anfangsgeschwindigkeit des Fluoreszenzflecks zu $5 \cdot 10^4$ mm/sec bestimmt. Es konnten noch sicher Längenunterscheidungen von 0,5 mm getroffen werden, so daß das Auflösungsvermögen der Braunschen Röhre $1 \cdot 10^{-5}$ sec betrug. Die Transportgeschwindigkeit des Films bei der Registrierung betrug 20 cm/sec.

Zur Auslösung der Koinzidenzen wurde die Höhenstrahlung benutzt. Der Achsenabstand der Zählrohre betrug 6 cm. Die übrigen Dimensionen waren: Länge 10 cm, innerer Durchmesser 2,5 cm, Druck 62 mm *Hg*. Dabei nahm die Einsatzspannung bei Füllung mit Wasserstoff und Sauerstoff Werte von 1100 bzw. 1700 Volt an.

Die Auswertung der Registrierstreifen erfolgte unter der Annahme, daß die Ablenkung des Fluoreszenzflecks der Zeit proportional war, in der Weise, daß die Laufstrecke in gleiche Intervalle von 0,5 mm, entsprechend zeitlichen Intervallen von $1 \cdot 10^{-5}$ sec, aufgeteilt und ausgezählt wurde, wie stark jedes einzelne Intervall besetzt war. Es war dann zu erwarten, daß bei kleiner Zahl der zufälligen Koinzidenzen und einer Koinzidenzunschärfe von weniger als 10^{-5} sec eine Häufung im Intervall Null auftrat, während die übrigen Intervalle entsprechend den statistischen Schwankungen besetzt sein mußten.

3. Ergebnisse.

In Tabelle I sind die Ergebnisse zweier Meßreihen bei Füllung mit Wasserstoff und Sauerstoff eingetragen. Die Registrierdauer betrug für die Wasserstoffüllung 40 min und für die Sauerstoffüllung 31 min. Wie man sieht, findet

Tabelle I.

Intervall mm	H_2	O_2
0	43	24
0,5	—	1
1	—	2
1,5	1	1
2	1	7
2,5	1	3
3	—	3
3,5	—	3
4	1	3
4,5	1	3
5	—	—
5,5	—	—
6	—	2
6,5	—	—
7	—	1
7,5	—	—
8	—	—
8,5	—	—
9	—	—
9,5	—	—
10	—	1
10,5	—	1
11	1	—
11,5	—	—
12	1	2

tatsächlich eine starke Häufung der Koinzidenzen im nullten Intervall statt. Bei der Auswertung waren die Verhältnisse in der ersten Meßreihe günstiger, weil die Einzelimpulszahl kleiner war (etwa 110 pro Minute für beide Zählrohre) als bei Sauerstoffüllung, und die Entladung in H_2 für die Beobachtung mit der Braunschen Röhre günstiger ist. Man muß aus dem Ergebnis schließen, daß bei Füllung der Zählrohre mit H_2 die Koinzidenzunschärfe kleiner als 10^{-5} sec ist. Bei Füllung mit O_2 war die Entladungszahl wesentlich größer und die Auswertung unsicherer. Es ist zwar auch hier eine starke Anhäufung der Koinzidenzen im Intervall 0 vorhanden; es erscheint aber nicht ausgeschlossen, daß auch Verzögerungen vorkommen, besonders wenn man berücksichtigt, daß nach größeren Intervallen hin der Zeitmaßstab entsprechend dem Verlauf der Entladung gedehnt werden müßte. Die Größe der Koinzidenzunschärfe dürfte jedoch auch bei Sauerstoff noch unter 10^{-4} sec liegen. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit Versuchen von A. Ehmert und A. Trost, die mit einer anderen Methode für Argon-Alkoholfüllung Auflösungsvermögen von $2 \cdot 10^{-5}$ sec erzielen konnten.

1) G. Medicus, Zeitschr. f. Phys. **74**, 350, 1932.

1) A. Ehmert und A. Trost, Zeitschr. f. Phys. **100**, 553, 1935.

Jena, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 19. Juni 1936.)

H. Raether (Jena), Der elektrische Durchbruch in der Nebelkammer.

Wir stellen uns die Frage, wie bei höheren Drucken (> 100 Tor) bei raschem Anlegen einer Spannung (Stoßspannung) eine Entladung selbständig wird. Eine Entladung ist selbständig, wenn durch die Ionisierungs- und Anregungsprozesse in der Entladungstrecke gerade wieder so viele Elektronen erzeugt werden, wie zur Einleitung dieser Prozesse durch Fremdstrahlung gebildet worden waren. Während diese Nachlieferungselektronen bei tiefen Drucken (bis zu einigen Tor) durch positive Ionen erzeugt werden (Steenbeck), liegen die Verhältnisse bei höheren Drucken schwieriger, da hier die Zeiten bis zum Eintritt der Selbständigkeit zu kurz sind, um die Ionen ionisieren zu lassen (Rogowski). Um dies zu ermöglichen, nimmt die Raumladungstheorie an (Franck und v. Hippel, Loeb, Rogowski, Schumann), daß die von den Elektronen zurückgelassene und praktisch in der kurzen Zeit von einigen 10^{-8} sec stehenbleibende positive Raumladung das Feld vor der Kathode so aufsteilt, daß die Ionen in kürzester Zeit ionisieren können.

Die zur Prüfung dieser Theorie ausschlaggebenden ersten Ionisierungsvorgänge waren experimentell nicht zugänglich. Dieses Gebiet der einleitenden Entladungsvorgänge kann aber in der Nebelkammer beobachtet werden. Nachdem von verschiedenen Autoren u. a. auch vom Verfasser die Eignung der Nebelkammer zur Untersuchung von Gasentladungen gezeigt worden war, habe ich in Gemeinschaft mit Herrn Flegler[1]) die Vorentladungen in einem ebenen Feld untersucht. Hierzu wurden die Platten der Funkenstrecke (Abstand 2 cm) in eine Nebelkammer eingebaut, an die nach der Expansion ein kurzzeitiger Spannungstoß von mehreren 10^{-8} sec gelegt wird. Fig. 1 gibt einige der erhaltenen Bilder wieder. Wir entnehmen, daß die ersten Entladungen in voneinander unabhängigen Kanälen vor sich gehen. Bei längerem Einwirken des Spannungstoßes geht, ohne daß die Zahl der Kanäle wesentlich zunimmt, in einem von ihnen der Durchschlag vor sich. Bei diesen Versuchen wurde die Entladungstrecke so schwach bestrahlt, daß während der Stoßzeit von mehreren 10^{-8} sec kaum die Auslösung eines Photoelektrons durch die Fremdstrahlung zu erwarten war. Wir nehmen daher an, daß die Elektronen, die die Kanäle zünden, vor der Spannungsbeanspruchung ausgelöst werden, sich anlagern und von dem hohen Feld wieder losgerissen werden. Die Elektronen lagern sich entweder an der Kathode oder an Gasmolekeln an, die bei Anlegen eines schwachen konstanten Feldes an die Kammer langsam die Entladungsstrecke durchwandern. Hierdurch entstehen die in der Gasstrecke beginnenden Kanäle. Wir beobachten solche häufiger in der Nähe ihrer Anfangspannung, bei höheren Spannungen dagegen wachsen die Kanäle schnell zur Kathode zurück, so daß sie alle von der Kathode auszugehen scheinen. Wird die Entladungstrecke stark bestrahlt, z. B. mit einem Funken, der zugleich mit dem Anlegen der Spannung an die Elektroden gezündet wird, so werden Elektronen während der Stoßzeit lichtelektrisch ausgelöst. Es zeigt sich jedoch im Aussehen der Kanalentladung kein Unterschied, ob sie durch „Klebeelektronen" (Fig. 1a) oder Photoelektronen (Fig. 1b) gezündet wurde. — Es ist auffallend, daß der Querschnitt längs des Kanals nahezu konstant ist, während die Vorstellung einer exponentiellen Ladungszunahme eine entsprechende

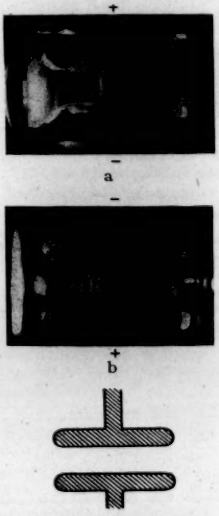


Fig. 1. Vorentladungen im homogenen Feld bei annähernd rechteckförmiger Stoßspannung. Elektrodenabstand 2,0 cm.
a) Zündung der Kanäle durch losgerissene Elektronen (schwache Bestrahlung). Spannung 27 kV, Stoßdauer rund $5 \cdot 10^{-8}$ sec, Druck 255 Tor, Stickstoff.
b) Zündung durch freie Elektronen (starke Bestrahlung). Spannung 26 kV, Stoßdauer rund $6 \cdot 10^{-8}$ sec, Druck 270 Tor, Stickstoff.
c) Lage der Elektroden bei a und b.

1) E. Flegler und H. Raether, Zeitschr. f. techn. Phys. **16**, 435, 1935; bzw. Physik. Zeitschr. **36**, 829, 1935; Zeitschr. f. Phys. **99**, 635, 1936.

Verdickung nach der Anode zu erwarten ließe. Wir sehen darin eine Bestätigung, daß die zurückbleibende positive Raumladung die Entwicklung der Lawine hemmt, so daß die Wechselwirkung zwischen Raumladung und Ionisierungsausbeute der Elektronen zu einer nahezu konstanten Trägererzeugung längs des Kanals führt.

Nehmen wir an, daß der Kanal von einem Elektron eingeleitet wird, so müßten nach v. Hippel und Franck am Fußpunkt des Kanals weitere Photoelektronen durch die Fremdstrahlung ausgelöst werden, damit die Nachfolgelawinen in den Kanälen das Feld vor der Kathode genügend aufsteilen können. Dies ist bei schwacher und auch bei stärkerer Bestrahlung infolge des geringen Querschnittes der Entladung nahezu ausgeschlossen. Es muß also das erste Elektron in dem Kanal die Selbständigkeit der Entladung herbeiführen. Es entsteht die Frage, ob das eine Elektron hierzu imstande ist.

Um hierüber nähere Angaben zu machen, haben wir als Funktion der Stoßzeit die Höhe der Spannungen gemessen, bei denen die Kanalentladungen einsetzen. Diese Abhängigkeit zeigt Fig. 2. Es ist hier aufgetragen:

1. Die Durchschlagspannung als Funktion der Stoßzeit, U_D [1]).
2. Die Anfangspannung der Kanäle bei starker Bestrahlung, also Zündung durch freie Elektronen, U_A^F.
3. Die Kanalanfangspannung bei schwacher Bestrahlung, also Zündung durch Klebeelektronen, U_A^K.

Zu 2. Bei Überschreiten eines bestimmten Schwellenwertes setzt unabhängig von der Stoßzeit die Kanalentladung ein. Dieser Schwellenwert liegt unterhalb der statischen Spannung, da die Elektronen auch unterhalb der statischen Spannung ionisieren (Spannungsbereich der stationären unselbständigen Entladung). Er ergibt sich in Übereinstimmung mit dem berechneten Spannungswert, der die für eine erkennbare Nebelspur ausreichende Ionendichte im Kanal erzeugt.

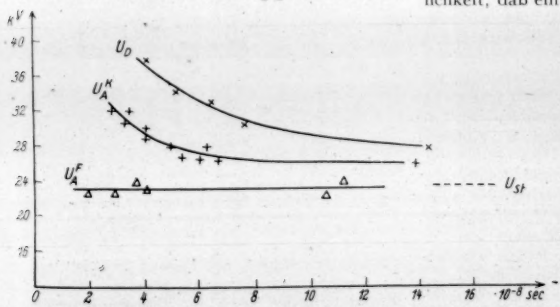


Fig. 2. Abhängigkeit der Durchschlagspannung (U_D), der Kanalanfangspannung bei schwacher Bestrahlung (U_A^K) und bei starker Bestrahlung (U_A^F) als Funktion der Stoßzeit. Druck 260 Tor, Luft. Elektrodenabstand 2 cm.

Zu 3. Der Kanal entsteht nach einer gewissen Verzögerungszeit von einigen 10^{-8} sec[1]). Innerhalb einiger weiterer 10^{-8} sec setzt der Durchschlag ein. Wir haben also mit der Nebelkammer die Möglichkeit die Verzögerungszeit in einen ionenfreien Abschnitt und einen Entladungsabschnitt zu trennen. Die Dauer dieser Ionisierungsperiode nimmt mit zunehmender Überspannung ab. Aus ihr können wir entnehmen, wie das eine Elektron in der kurzen Zeit bei dieser Feldstärke die Selbständigkeit der Entladung herbeiführen kann.

Wir finden z. B. bei 25 Proz. Überspannung eine Zeit von $5 \cdot 10^{-8}$ sec für die Entwicklung der Ionisierungsvorgänge bis zum Durchschlag bei ~ 250 Tor. Das Nachlieferungselektron könnte nun a) durch Aufprall der Ionen auf die Kathode, b) durch Volumenionisation gebildet werden. a) scheidet aus, da ein an der Kathode erzeugtes Elektron erst in einigen 10^{-2} cm Entfernung das erste positive Ion bildet und erst in etwa 0,3 cm eine genügende Zahl, die aus der Kathode ein Elektron losschlagen würde. Diese können aber die Kathode nicht erreichen, da sich die Ionen in der ganzen Zeit nur etwa 10^{-2} cm bewegen. b) Die Wahrscheinlichkeit, daß ein positives Ion im Gas stoßionisiert, ist sehr gering, auch noch in dem durch die Raumladung des Kanales verzerrten Felde. Um sie merkbar zu erhöhen, muß schon eine große Zahl von positiven Ionen gebildet werden. Bevor diese von den Elektronen erzeugt werden, ist es jedoch wahrscheinlicher, daß bei den vielen ionisierenden Stößen der Elektronen energiereiche Quanten entstehen, die im Gas das Nachlieferungselektron bilden können.

Daß diese Photoionisation im Gas tatsächlich wirksam ist, schließen wir daraus, daß die Funkenbahn Kathode mit

1) Es ist hier U_D bei schwacher Bestrahlung aufgenommen. Bei starker Bestrahlung liegt sie etwa 10 Proz. tiefer. Weitere Einzelheiten erscheinen demnächst an anderer Stelle.

1) Vermutlich muß das negative Ion so lange in dem elektrischen Feld laufen, um das Elektron zu verlieren.

Anode verbindet. Die Entladung muß also, nachdem sie an einer Stelle des Gasraumes selbständig geworden ist, an die Kathode zurückwachsen. Da die positiven Ionen infolge ihrer geringen Beweglichkeit hierzu nicht imstande sind (ebenso wie sie für das rasche Vorwachsen der Entladungskanäle von einer positiven Spitze nicht in Frage kommen), nehmen wir hierzu die Photoelektronen, die rasch den stromstarken Anschluß an die Kathode herstellen können.

Nimmt man die Photoelektronen zu Hilfe, so erhebt sich die Frage, wie diese die Entladung in Form eines dünnen Kanals aufrechterhalten. Berücksichtigt man jedoch das Raumladungsfeld der positiven Ionen, das an den Enden der Kanalentladung in Richtung der Ursprungsfeldstärke eine Erhöhung, seitlich eine Erniedrigung des Feldes hervorruft (vgl. Fig. 3), so bewirkt die

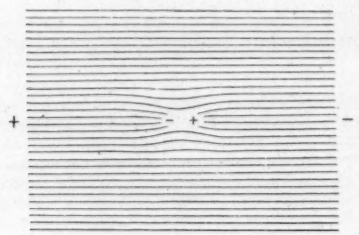


Fig. 3. Verzerrung des Feldes durch die Ladungen einer gerade entstehenden Kanalentladung.

starke Abhängigkeit der Ionisierungsausbeute durch Elektronenstoß von der Feldstärke ein bevorzugtes Wachsen der Entladung in Feldrichtung und verhindert selbst bei größerer Reichweite der Strahlung eine stärkere Querausdehnung des Kanals. Damit die Entladung überhaupt wächst, ist allerdings notwendig, daß die mittlere Reichweite der Strahlung größer ist als die Strecke, die ein Elektron mit seiner Lawine zurücklegen muß, um diese kurzwellige Strahlung merklich anzuregen.

Das Nachlieferungselektron und damit die Selbständigkeit der Entladung wird also nach dieser Anschauung bei höheren Drucken (etwa > 100 Tor) nicht durch die positiven Ionen in einem stark verzerrten Felde geschaffen, sondern durch Photoionisation im Gas, wobei die Raumladung nurmehr durch geringe Feldverzerrung die Entladung in Kanalform begünstigt.

Zusammenfassung.

Es werden im homogenen Feld die ersten Ionisierungsvorgänge, die dem Funken vorangehen, in der Nebelkammer sichtbar gemacht. Diese Vorentladungen bestehen aus Kanälen. Bei schwacher Bestrahlung werden diese von Elektronen gezündet, die vor der Spannungsbeanspruchung gebildet und angelagert werden; beim Anlegen von Spannung werden sie losgerissen. Erst bei genügend starker Bestrahlung werden während der Stoßzeit Elektronen lichtelektrisch befreit. — Der Verlauf der Kanalanfangspannung als Funktion der Stoßzeit wird gemessen. Die Anfangspannung ist bei starker Bestrahlung (Zündung durch „freie" Elektronen) unabhängig von der Stoßzeit, bei schwacher Bestrahlung (Zündung durch Klebeelektronen) steigt sie mit abnehmender Stoßdauer an. Zusammen mit der Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Stoßzeit läßt sich somit die Entwicklungsdauer des Funkens bestimmen. — Da in dem Kanal durch das erste Elektron während einiger 10^{-8} sec der Durchschlag herbeigeführt werden soll, müssen wir zur Stromsteigerung die Nachlieferung von Elektronen durch Photoionisation im Gas annehmen. Die Selbständigkeit der Entladung wird danach bei höheren Drucken nicht durch Stoßionisation der positiven Ionen im verzerrten Feld herbeigeführt, sondern durch Photoelektronen einer aus der Entladungsbahn stammenden Strahlung.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

O. Maercks (Jena), Das Schallbeugungsspektrum als Lichtrelais.

An einer Schallwelle treten in Flüssigkeiten Beugungen auf, wenn man sie in geeigneter Weise mit Licht durchstrahlt. Diesen von Debye und Sears entdeckten Effekt kann man zur Erzeugung intermittierenden Lichtes verwenden, wenn man sich folgender prinzipiellen Anordnung bedient:

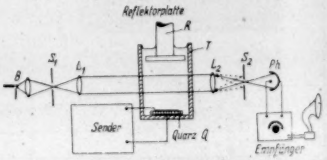


Fig. 1. Anordnung zur Erzeugung und zum Nachweis modulierten Lichtes.

Der Spalt S_1 werde von der Lichtquelle B intensiv beleuchtet. Die Linse L_1 macht die von S_1 ausgehenden Strahlen parallel, und diese durchsetzen den mit einer Flüssigkeit gefüllten Glastrog T senkrecht zum Quarz Q, der als Schallerzeuger dient. Die Linse L_2 bildet S_1 auf den Spalt S_2 ab. Wird der Quarz zu Schwingungen erregt, so treten infolge der Gitterwirkung der Ultraschallwelle am Orte S_2 mehrere Beugungsspektren von S_1 auf. In der Figur ist die nullte Ordnung ausgezogen und die erste

gestrichelt gezeichnet. Die höheren Ordnungen sind nicht eingetragen. Über dem Quarz befindet sich eine Reflektorplatte R, die parallel zu Q verschoben werden kann. Wird ihr Abstand von Q so einreguliert, daß er gerade ein Vielfaches der halben Schallwellenlänge beträgt, so erhält man durch Reflexion an R im Trog stehende Schallwellen. Das besagt, daß wegen der jetzt auftretenden periodischen Gitterbildung die höheren Ordnungen von S_1 am Spalt S_2 2ν mal pro Sekunde erscheinen und wieder verschwinden, wenn ν die Frequenz des Quarzes ist[1]). Richtet man S_2 so ein, daß nur das Licht der nullten Ordnung hindurchgeht, so wird man hinter S_2 Licht haben, dessen Intensität mit der Frequenz 2ν schwankt, da ja beim periodischen Erscheinen der höheren Ordnungen Licht der nullten Ordnung auf diese übergehen muß. Ebenso kann man an die Stelle von S_2 eine Blende setzen. Dann hat man hinter dieser Blende das Licht der höheren Ordnungen als modulierte Lichtquelle. Schließlich kann man auch nur eine Ordnung aussondern usw.

Der Nachweis dieser Lichtmodulation ist einfach. Hier ist der Fall für die nullte Ordnung gezeichnet. Das modulierte Licht fällt auf eine Photozelle Ph, die parallel zum Schwingungskreis eines rückgekoppelten Empfängers liegt, der annähernd auf die Frequenz 2ν abgestimmt und gut gegen den Sender, der den Quarz erregt, abgeschirmt ist. Die von der Photozelle gelieferte Wechselspannung überlagert sich der Eigenfrequenz des schwingenden Empfängers, und man erhält einen gut hörbaren Ton, der verschwindet, wenn das Licht abgeblendet oder der Spalt S_1 bzw. S_2 so weit geöffnet wird, daß kein Modulationseffekt mehr auftreten kann.

Es liegt nahe, zu untersuchen, wieweit diese Art der Lichtmodulation sich als Fluorometer zur Messung von Abklingzeiten und ähnlichen Zwecken eignet, denn es läßt sich nicht ohne weiteres abschätzen, wie groß der modulierte Lichtanteil tatsächlich ist.

Becker hat in einer bereits erschienenen Arbeit[2]) das Intensitätsverhältnis der höheren Ordnungen zur nullten Ordnung untersucht und gibt folgende Werte an:

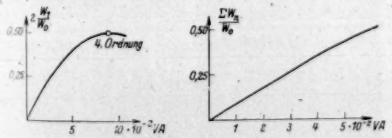


Fig. 2. a) Intensitätsverhältnis der 1. zur 0. Ordnung in Abhängigkeit von der dem Quarz zugeführten Leistung. b) Intensitätsverhältnis des gesamten abgebeugten Lichtes zur 0. Ordnung.

Kurve a zeigt das Verhältnis der beiden ersten Ordnungen, Kurve b das der gesamten höheren Ordnungen zur nullten in Abhängigkeit von der dem Quarz zugeführten Leistung. Man sieht hieraus, daß schon bei schwacher Erregung etwa 50 Proz. des Lichtes auf die erste Ordnung geht und daß bei genügender Energiezufuhr fast das gesamte Licht der nullten Ordnung auf die höheren Ordnungen abgebeugt werden kann. Ferner zeigt Kurve b eine fast lineare Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses von der zugeführten Leistung. Nimmt man eine stehende Welle an, so muß demnach bei genügender Erregung das Licht der nullten Ordnung fast hundertprozentig und das der höheren Ordnungen gänzlich durchmoduliert und in seinem Intensitätsverlauf der anliegenden Wechselspannung proportional sein. Wieweit der Zustand der stehenden Welle aber zu realisieren ist, das ist noch unklar.

Um diese Frage zu klären, benutzte ich folgende Anordnung:

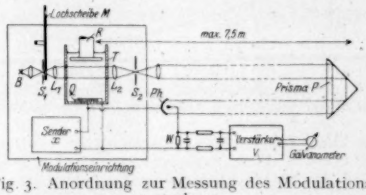


Fig. 3. Anordnung zur Messung des Modulationsgrades.

Der umrandete Teil stellt die bereits gezeigte Modulationsanordnung dar. Ph ist wieder eine Photozelle, die parallel zum Quarz am Sender X liegt. M ist eine Lochscheibe zur niederfrequenten Lichtmodulation und V ein dreistufiges Röhrenvoltmeter zur Messung des Photostromes. Zwischen Quarz und Photozelle war mittels des Umkehrprismas P ein variabler Lichtweg von maximal 15 m Länge einzuschalten. Treffen an der Photozelle Licht- und Spannungsmaximum zusammen, so wird das Röhrenvoltmeter einen Maximalausschlag zeigen, der auf ein Minimum zurückgeht, wenn Licht- und Spannungsmaximum um 90° phasenverschoben sind. Daß die Photozelle nur auf eine Halbperiode anspricht, ist belanglos und stellt nur einen Lichtverlust dar, der sich durch Verwendung einer Vollweggleichrichtung umgehen ließe. Wählt man jetzt die Anordnung so, daß die nullte Ordnung durchgelassen wird, so wird beim Lichtweg Null gerade dann das Lichtmaximum auf die Zelle treffen, wenn an ihr ein Spannungsminimum liegt. Der Ausschlag in V muß also ein Minimum sein. Um ein Maximum zu erhalten, müssen durch

1) Hiedemann, Erg. d. exakten Naturwiss. 14, 214, 1935. — 2) Ann. d. Phys. **25**, 373, 1936.

Variation des Lichtweges Licht und Spannung in Phase gebracht werden. Ich arbeitete mit einem 50-m-Quarz. Das Licht war also mit 25 m moduliert und durch eine Verlängerung des Lichtweges um $\lambda/4$ gleich 12,5 m mit der Spannung in Phase zu bringen.

Blendet man dagegen die nullte Ordnung aus und nimmt das Licht der höheren Ordnungen, so muß gerade umgekehrt das Maximum beim Lichtweg Null und das Minimum bei einem Lichtweg von 12,5 m liegen. Die Messungen zeigten sofort, daß von einer exakten stehenden Welle nicht die Rede sein kann und daß die Stellung der Reflektorplatte kritisch ist. Ferner ist das Auftreten hoher Ordnungen kein Kriterium für beste Modulation.

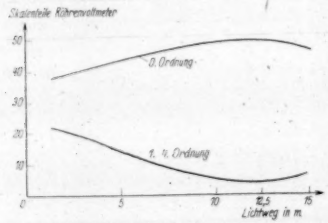


Fig. 4. Intensitätsverlauf in Abhängigkeit vom Lichtweg.

Die Kurve 1 zeigt, daß die nullte Ordnung zu etwa 20 Proz. moduliert ist, Kurve 2 zeigt eine Modulation der gesamten höheren Ordnungen zu etwa 70 Proz. Natürlich läßt sich aus diesen Kurven der Modulationsgrad nur schätzen, da ein absolutes Minimum wegen des sinusförmigen Spannungs- und Intensitätsverlaufes nicht zu erhalten ist. Bei guter Einstellung der Reflektorplatte blieben die Werte zeitlich konstant und reproduzierbar, wenn keine Schwankungen der Lichtquelle eintraten.

Bei einem 20-m-Quarz, der wegen des größeren Abstandes der einzelnen Ordnungen voneinander betreffs Lichtausbeute günstig ist, fand eine andere Anordnung zur Prüfung der Modulation Verwendung.

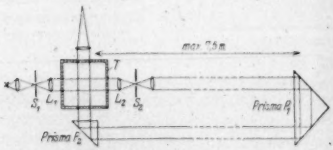


Fig. 5. Eine andere Anordnung zur Messung des Modulationsgrades.

Der nach bekannter Anordnung modulierte Lichtstrahl wird durch das Prisma P_2 so abgelenkt, daß er die Ultraschallwelle senkrecht zu seiner ersten Richtung ein zweites Mal durchsetzt. Legt man wieder eine stehende Welle zugrunde, so muß bei dem Licht der nullten Ordnung die Intensität der höheren Ordnungen, die bei der zweiten Durchstrahlung entstehen, ein Minimum sein, wenn die zweite Durchstrahlung ohne Phasenverschiebung geschieht, dagegen ein Maximum, wenn die Phasenverschiebung $\lambda/4$, also 5 m, beträgt. Bei den höheren Ordnungen liegt der Fall entsprechend umgekehrt. Leider kann man bei einem 20-m-Quarz die Erregung nicht weit treiben, da dann Schlierenbildung einsetzt und das Gitterbild auseinanderläuft. Die Grenze liegt etwa beim Einsetzen der dritten Ordnung. Die Ausbeute an moduliertem Licht wird also trotz größerer Spaltbreite nicht besser. Dagegen scheint das Licht der höheren Ordnungen fast hundertprozentig durchmoduliert zu sein, denn nach einem Lichtweg von 5 m verschwinden bei der zweiten Durchstrahlung die höheren Ordnungen fast völlig, um nach 10 m recht intensiv zu erscheinen und bei 15 m wieder zu verschwinden. Übrigens kann man bei dieser Methode von Schwankungen der Lichtquelle freikommen, da man nur das Intensitätsverhältnis der nullten zu den höheren Ordnungen zu messen braucht, das sich nach der zweiten Durchstrahlung ergibt. Geschieht diese Messung mittels Differentialphotozelle, so wirken sich Intensitätsschwankungen der Lichtquelle nicht weiter aus.

Soweit ich bis jetzt überschauen kann, wird sich daraus ein Fluorometer entwickeln lassen, das mit geringem Aufwand eine größere Genauigkeit erwarten läßt als die übliche Kerrzellenmethode. Natürlich kann man statt der Beugungsbilder auch die direkte Abbildung der Schallwelle zur Lichtmodulation verwenden[1]). Das Gitterbild einer stehenden Schallwelle

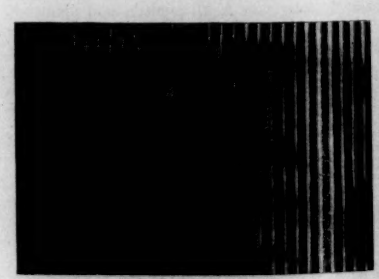


Fig. 6. Abbildung einer fortschreitenden Schallwelle mittels stroboskopischer Beleuchtung.

1) Ch. Bachem, Zeitschr. f. Phys. 87, 738, 1934.

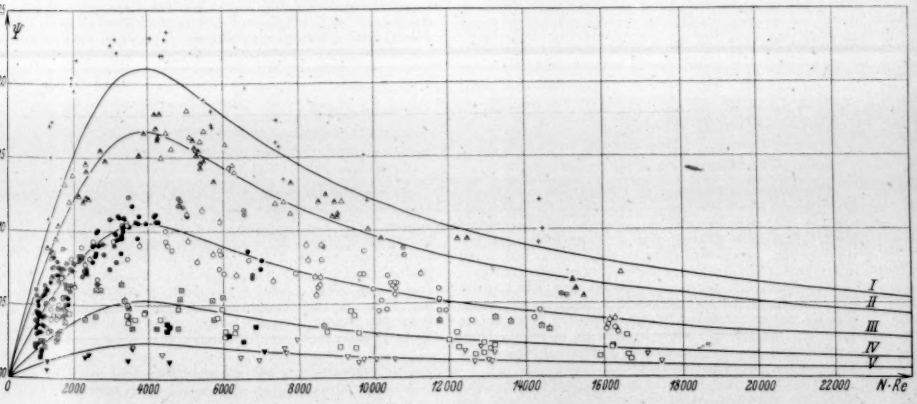
bewegt sich mit der Frequenz ν um den Betrag $\lambda/2$ hin und her. Man sieht als zeitliches Mittel ein System heller und dunkler Streifen im Abstand $\lambda/2$. Blendet man jeden zweiten hellen Streifen aus, so wird man hinter der Blende Licht haben, das mit der Frequenz ν moduliert ist. Das gleiche läßt sich erreichen, wenn man an einer entsprechenden Blende das Bild einer fortschreitenden Schallwelle vorbeilaufen läßt. Hier hat man außerdem die Möglichkeit, durch Verschieben der Blende, die Phase der Lichtmaxima gegen die Spannungsmaxima am Quarz beliebig zu variieren. Fig. 6 zeigt die Aufnahme einer fortschreitenden Schallwelle in stroboskopischer Beleuchtung. Das Licht wurde hierbei nach der oben beschriebenen Art durch eine stehende Schallwelle moduliert.

Es liegt nahe, die mittels stroboskopischer Beleuchtung erhaltene Abbildung einer fortschreitenden Schallwelle zur Messung von Abklingzeiten zu verwenden, da sich bei Einschaltung eines Fluoreszenzgefäßes in den Strahlengang die Struktur des Streifensystems ändern muß. Die bislang vorliegenden Versuche lassen diese Methode aussichtsreich erscheinen.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

E. Estel (Leipzig), Messungen pulsierender Rohrströmung.

Nachdem das Widerstandsgesetz von Kreisrohren für stationäre Strömung durch Arbeiten der letzten Jahre sehr genau bekannt geworden ist, erschien es besonders für die Technik von Interesse, den Widerstand einer nichtstationären Strömung zu ermitteln. Zu diesem Zwecke wurden im physikalischen Institut der Universität Leipzig, Abteilung für angewandte Mechanik und Thermodynamik, Druckabfallmessungen bei pulsierender Strömung ausgeführt. Die Pulsationen wurden durch periodisches Öffnen und teilweises Schließen eines Schnellschlußschiebers erzeugt. Variiert wurde außer Amplitude und Frequenz noch die Form der Störung. Die Versuche wurden an gezogenen Kupfer- und Messingrohren von 50, 52 und 75 mm lichter Weite im Bereich Reynoldsscher Zahlen von 100000 bis 700000 und bei Frequenzen bis 200/min ausgeführt. Die Auftragung der Versuchsergebnisse in einem $\log\psi$—$\log Re$-Diagramm mit Amplitude und Frequenz als Parameter ergab Kurven vom Charakter der ψ-Kurven bei welligen Rauhigkeiten. Nach Einführen der dimensionslosen Frequenz $N = nd/\bar{v}$ konnten die Messungen durch eine Interpolationsformel dargestellt werden, die sich allgemein in der Form $\psi = f(Re, N, C)$, wobei C die dimensionslose Amplitude bedeutet, schreiben läßt. Die Figur zeigt $\Psi = \frac{\psi_{puls.}}{\psi_{stat.}}$ in Abhängigkeit von $N \cdot Re$ für fünf verschiedene Amplituden. Die Auswertung dieser Formel liefert die ausgezogenen Kurven. Die einzelnen Signaturen bedeuten die an den drei Rohren unter Verwendung zweier Pulsationsformen und verschiedener Manometer gewonnenen Meßergebnisse. Mit Hilfe



der Formel kann für eine pulsierende Strömung dieser Art, deren Amplitude und Frequenz bekannt ist, der Druckverlust berechnet werden.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

B. Eck, Einführung in die technische Strömungslehre. 2. Band. Strömungstechnisches Praktikum. 8°. VI u. 96 S. Mit 140 Abb. J. Springer. Berlin 1936. Brosch. RM 5.70, geb. RM 6.90.

Dem ersten Band (vgl. Phys. Zeitschr. **37**. 520. 1936) hat der Verfasser nun schon bald den zweiten Band folgen lassen. Der Untertitel „Strömungstechnisches Praktikum" kennzeichnet den Inhalt des Buches sehr gut. Es enthält die Beschreibung von vielen Versuchen, die als Ergänzung zu den im ersten Band enthaltenen Grundlagen gedacht sind. Die Arbeiten des Verfassers, kleine handliche Apparate zur Demonstration hydrodynamischer Vorgänge zu entwickeln, gehen schon auf Jahre zurück. Es ist sehr dankbar zu begrüßen, daß der Verfasser eine interessante Zusammenstellung dieser Versuche und Apparate gibt.

Im ersten Abschnitt sind die Versuchsgeräte beschrieben (Windkanäle, Waagen), das 2. Kapitel behandelt „Sichtbarmachung von Strömungen". Ein besonderes Kapitel beschreibt dann Schauversuche mit freischwebenden Bällen. Dann folgen Versuche zu den Grundgesetzen der Strömungslehre, zum Widerstands- und Auftriebsproblem, Schraubenversuche, Versuche zur Demonstration der Gesamtbewegung eines Flugzeuges.

Der Inhalt des Buches ist reizvoll für jeden, der sich mit Strömungslehre im Unterricht beschäftigt. Die Darstellung ist klar, die Ausstattung gut und der Preis angemessen.

A. Naumann.

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft, Redaktion (R. J. Meyer und E. Pietsch). Gr.-8°. 8. Aufl. Berlin 1936. Verlag Chemie G. m. b. H.

Systemnummer 4, Lieferung 3: Stickstoff. XIX und 346 S. Mit 53 Fig. RM 55.—.

Die bedeutend erweiterte Redaktion des „Gmelin" bringt das gewaltige Werk jetzt in beschleunigtem Tempo heraus, so daß in den wenigen Monaten dieses Jahres mit den nachfolgend besprochenen zusammen bereits fünf Lieferungen zu insgesamt fast hundert Druckbogen zur Besprechung vorgelegt wurden. Wegen der erwähnten Erweiterungen ist es jetzt leider nicht mehr möglich, an dieser Stelle die verdienstvollen Mitarbeiter der einzelnen Lieferungen jeweils zu nennen. Hervorgehoben sei die musterhafte Einordnung ihrer Einzelarbeit in den Gesamtplan.

Die vorliegende Lieferung des „Stickstoff" enthält das gesamte Material über die Oxyde des Stickstoffs. Von der gewohnt zuverlässigen und, wie Stichproben ergaben, vollständigen Erfassung des gesamten chemischen und physikalischen Materials abgesehen, ist diese Monographie deshalb besonders erwähnenswert, weil sie der Natur der Sache gemäß ein ausnehmend interessanter und reizvoller Teil des Werkes vom Standpunkt der physikalischen Chemie — oder, wenn man will, chemischen Physik — ist. Der homogene und heterogene Zerfall von N_2O, die elektrische Bildung von NO, seine Darstellung aus Ammoniak, seine Oxydation, sein Zerfall, derjenige des N_2O_5 sind teils technisch, teils wissenschaftlich besonders wichtig geworden. Daher enthält der Band erstmalige Zusammenstellungen über diese vielbearbeiteten und für unsere Kenntnisse vom chemischen Geschehen überhaupt grundlegend wichtigen Vorgänge. Die Persönlichkeit des Redakteurs und mehrerer seiner Mitarbeiter bürgt hier für eine sachverständige Verarbeitung. Schwab.

Systemnummer 55: Uran und Isotope, mit einem Anhang über Transurane. XXVIII u. 279 S. Mit 4 Fig. RM 46.—.

Der Band „Uran" liegt hier geschlossen vor. Entsprechend der hohen Nummer des Urans im System auch des Handbuchs waren hier die Verbindungen und Legierungen mit den meisten anderen Elementen mit abzuhandeln, so daß die Chemie des Urans fast vollständig vereinigt ist. Von seiner Physik ist dasselbe selbstverständlich. Grundsätzlich, wichtige Dinge, wie die für die Radioaktivitätsforschung bedeutsamen Atomgewichtsuntersuchungen, das vielseitige photochemische Verhalten der Uranylsalze, die Komplexchemie und die Isotopieverhältnisse des Urans findet man hier handlich bearbeitet. Die neuerdings entdeckten bzw. gewonnenen transuranischen Elemente konnten wegen der Unsicherheiten ihrer chemischen Natur noch nicht, wie eigentlich logisch, einen eigenen Platz im Handbuchsystem erhalten. Daher ist ihnen im Uranband ein eigener vierseitiger Abschnitt gewidmet, der Zeugnis von der Modernität des Gmelin ablegt und bis zu der neuesten Dahlemer Veröffentlichung reicht.

Schwab.

Systemnummer 35: Aluminium, Teil A, Lieferung 3: Oberflächenbehandlung von Aluminium und Aluminiumlegierungen. VIII u. 83 S. Mit 22 Fig. RM 14.—.

Diese Teillieferung des „Aluminium" ist einer technischen Frage gewidmet, nämlich den Überzügen auf Aluminium. Für Korrosionsschutz, kunstgewerbliche Zwecke (das „Seo-Photo"-Verfahren erlaubt die Metalloberfläche zu färben oder photographisch zu schmücken) und elektrische Isolierung von Aluminiumleitern werden Oxyd- und Metallüberzüge immer wichtiger. Die Behandlung ist wegen der Vielseitigkeit der Verfahren nicht tabellarisch, sondern textlich. Schwab.

Systemnummer 35: Aluminum, Teil A, Anhang: Aluminiumlegierungen, Patentsammlung, geordnet nach Legierungssystem, 1. und 2. Teil, von A. Grützner und G. Apel, nebst einem Markenverzeichnis bekannter Aluminiumlegierungen von A. v. Zeerleder. IV u. 868 S. RM 35.— u. 54.—.

Wie schon bei Eisen und Stahl, so ist auch hier die Patentliteratur über die Legierungen des

Aluminiums in einem (auch selbständig erhältlichen) besonderen Werk dem Hauptwerk angegliedert worden. Es ist das die einzige Möglichkeit, das ungeheure und nach der technischen Entwicklung wohl immer wichtiger werdende Material zu meistern und der Industrie und Forschung zugänglich zu machen. Die Bearbeiter, Mitglieder des Reichspatentamts, haben nach einem geistvollen System die Patente seit 1887 der Länder Deutschland, England, Frankreich, Österreich, Schweiz, Vereinigte Staaten von zwei- bis zu zehnkomponentigen Legierungen verarbeitet und Autor, Zusammensetzung, Verwendungszweck, Eigenschaften und Literatur angegeben, eine ungeheuerliche und kostbare Arbeit. Ein Anhang führt noch die bekannteren Legierungen nach Handelsnamen, Hersteller und Zusammensetzung auf. Schwab.

Handbuch der Experimentalphysik. Hrsg. von von W. Wien u. F. Harms. Bd. 11, 2. Teil: W. Meißner (unter Mitwirkung von M. Kohler u. H. Reddemann), Elektronenleitung. Galvanomagnetische, thermoelektrische und verwandte Effekte. 8°. XII u. 547 S. Mit 301 Fig. Leipzig 1935. Akademische Verlagsgesellschaft. RM. 42.—/44.—.

Der vorliegende Handbuch-Teilband gibt eine Übersicht über die experimentelle Erforschung der Erscheinungen, die mit der Bewegung „freier" Elektronen in festen und flüssigen Körpern zusammenhängen. Die Theorie ist so weit herangezogen, als es zur Darstellung und Verwertung der experimentellen Ergebnisse erforderlich ist. Die gute Hälfte des Teilbandes ist der Leitfähigkeit selbst gewidmet. Im ersten Kapitel begrüßt man eine Darstellung der Geometrie der Erscheinungen, also des Einflusses der Gittersymmetrie; der Praktiker findet Angaben über Herstellung von Einkristallen. In den nächsten Kapiteln ist ein sehr großes Material zusammengetragen über den Widerstand reiner Metalle, von Legierungen und von Kontakten und Pulvern, seine Abhängigkeit von Temperatur, von Umwandlungen und vom Magnetfeld. Reichhaltige Tabellen und viele Figuren geben eine Übersicht, die bisher nur durch sehr mühsames Studium zu erlangen gewesen wäre. Großes Interesse dürfte das Kapitel über Supraleitung finden, ein Gebiet, das ja Meißner selbst durch die Entdeckung einer neuen Eigenschaft des supraleitenden Zustandes wesentlich gefördert hat. Weitere Kapitel behandeln die lichtelektrische Leitung und die Theorien der Elektronenleitung (bei den Quantentheorien der Supraleitung wäre eine etwas kritischere Sichtung erwünscht).

Der zweite Teil des vorliegenden Teilbandes behandelt die „Effekte", die durch ein Magnetfeld an einem Leiter hervorgerufen werden, der entweder von einem elektrischen oder von einem Wärmestrom durchflossen wird, und die im Auftreten einer Potential- oder einer Temperaturdifferenz bestehen. Wir finden phänomenologische Beschreibung, Geometrie (im Zusammenhang mit der Gittersymmetrie), Meßmethoden, experimentelle Ergebnisse und Theorie. Entsprechend ist auch der dritte Teil aufgebaut, der die eine Beziehung zwischen thermischen und elektrischen Vorgängen im Metall darstellenden „Effekte" behandelt. Das sehr umfangreiche Literaturverzeichnis ist vor allem durch die kurzen Andeutungen über den Inhalt der Arbeiten wertvoll.

Der Meißnersche Beitrag füllt als ausführliche, von Grund auf dargestellte, verständliche und anschauliche Übersicht eine bisher bestehende Lücke in glücklicher Weise aus. F. Hund.

W. B. Hardy, Collected Scientific Papers. Published under the auspices of the Colloid Commitee of the Faraday Society. Cambridge at the University Press, 1936. 922 S.

Physiker und Chemiker werden es in gleicher Weise dankbar begrüßen, daß das Colloid Commitee of the Faraday Society sich entschlossen hat, die Arbeiten W. B. Hardys in gesammelter Form herauszugeben und somit der wissenschaftlichen Nachwelt leicht zugänglich zu machen. Der Name Hardy wird in der Biologie, Physik, physikalischen Chemie und insbesondere in der Kolloidchemie zu allen Zeiten ein Name von bleibender Bedeutung sein. Seine Arbeiten über den isoelektrischen Punkt, über die Elektrolytwirkung auf Kolloide (Schulze-Hardysche Regel), über den Orientierungseffekt der Moleküle an Grenzschichten (Hardy-Harkins-Langmuirsches Prinzip), über die Probleme der Schmierwirkung u. a. sind bahnbrechend gewesen für die Weiterentwicklung dieser Erkenntnisse. Die vorliegenden Arbeiten zeigen die wissenschaftliche Wandlung dieses Forschers. Von Hause aus Biologe, wandte er sich bald der physikalischen und physikalisch-chemischen Richtung zu, auf welchen Gebieten er gleichfalls Meister wurde (Physikpreis der Faraday Society, Laura-Leonard-Preis der Kolloid-Gesellschaft). Seine in dem vorliegenden Buch zusammengefaßten wissenschaftlichen Arbeiten werden auch in Zukunft manchem Forscher immer wieder neue Anregungen geben.

H. Erbring.

E. Roller, Schulversuche zur Fluglehre. 104 S. mit 184 Abb. Berlin 1936. Carl Heymanns Verlag. RM 4.60.

Der Fluglehre kommt heute im Physikunterricht der Schule besondere Bedeutung zu. Der Mangel an Mitteln und vielleicht auch die ungenügend gründliche Ausbildung der Lehrer in diesem jungen Zweige der Physik machen sich aber gerade hier besonders hemmend bemerkbar. Um hier nach Möglichkeit zu helfen, wurden in den letzten Jahren von verschiedenen Seiten Demonstrationswindkanäle und Strömungsapparate entwickelt, die der Durchführung des flugkundlichen Unterrichtes dienen sollen. Auch das vorliegende Buch enthält die Beschreibung von einfachen Schulversuchen mit vom Verfasser entwickelten Apparaten.

Zu begrüßen ist die Gegenüberstellung der Schulversuchsergebnisse, die schon wegen der Verletzung der Ähnlichkeit nicht exakt sein können, und der Forschungsergebnisse der Laboratorien.

Das Buch kann seine Aufgabe, dem Lehrer, an den es sich ausschließlich wendet, als Ergänzung zu einem Lehrbuch ein Führer zur Unterrichtsgestaltung zu sein, erfüllen in der Hand eines Lehrers, dem die Grundbegriffe der Strömungsphysik und der Fluglehre allerdings geläufig sein müssen.

A. Naumann.

R. Süring, Die Wolken (Probleme der kosmischen Physik, Bd. XVI). XII u. 122 S. Mit 11 Abb. und 4 Tafeln. Leipzig 1936. Akademische Verlags-Gesellschaft. RM 7.—, geb. RM 8.80.

Ein typisches Kennzeichen der deutschen naturwissenschaftlichen Literatur ist die Flut von Handbüchern und zusammenfassenden Arbeiten. Dabei ist das keineswegs ein Fehler, denn gerade der sich in ein Gebiet einarbeitende Wissenschaftler wird zuerst zu Handbüchern greifen, in die eine Fülle von Literatur verarbeitet wurde und die dabei so sorgfältig angegeben wurde, daß er sofort weiter vordringen kann.

Das gilt auch für die Meteorologie. Das vorliegende Werk füllt tatsächlich eine fühlbare Lücke aus. Zwar liegen zahlreiche Wolkenatlanten mit herrlichem Bildmaterial und beschreibende Werke besonders von englischen Autoren vor, aber eine Zusammenfassung aller Arbeiten, seien sie physikalisch, theoretisch-meteorologisch oder klimatologisch, fehlte bisher. Allen Wolkenbüchern ist dieses Buch weit überlegen, denn hier hat ein Fachmann, der selbst jahrelang an der Spitze des Potsdamer Observatoriums Wolkenbeobachtungen durchführte, die Feder ergriffen. Auch die große Erfahrung des Autors als Mitglied der internationalen Wolkenkommission dringt immer wieder durch und belebt das Ganze.

Zunächst gibt der Verfasser eine ausführliche Darstellung der Wolkenentstehung. Die thermodynamischen Gesetze, die Gleichgewichtszustände der Atmosphäre leiten das Werk ein. Wir erfahren, daß Übersättigungserscheinungen und kolloidchemische Vorgänge für Nebel, Wolkenbildung und schließlich Niederschlag verantwortlich sind. Wahrscheinlich verursachen kolloidchemische Vorgänge die stufenförmige Anordnung der Wolken, weiterhin entstehen Wolken an Gleitflächen, wenn Kaltluft unter Warmluft liegt und beide relative Eigenbewegungen ausführen. Anschließend werden alle Wolken beschrieben und die jetzt gültigen Klassifizierungen gegeben, angefangen von den leuchtenden Nachtwolken in 80 km Höhe, die einen auffälligen parallelen Gang zu Staubauswürfen zeigen, den Perlmutterwolken in 30 km, deren Entstehung noch immer unklar ist, bis herab zu den uns bekannten Wolkenarten der Troposphäre, der Schicht, in der sich das eigentliche „Wetter" abspielt.

Aus den vorhandenen Ansätzen einer genetisch-physikalischen Klassifikation der Wolken stellt man erfreut fest, daß hier viele wertvolle Versuche in den letzten Jahren eine baldige Lösung erhoffen lassen.

Schließlich werden die Beobachtungsmethoden eingehend beschrieben, sogar Einzelheiten über Aufnahmetechnik von Wolken erfahren wir, und eine Klimatologie der Wolken beschließt das Werk.

Der Referent vermißt die Erwähnung der äquivalent-potentiellen Temperatur und des Thetagramms, die in der heutigen Wetterdienstpraxis eine nicht wegzudenkende Bedeutung erlangt haben, doch das sind Kleinigkeiten.

Jeder Naturwissenschaftler, der sich mit Wolkenproblemen befaßt, sei es vom physikalisch, kolloidchemischen oder meteorologischen Standpunkt, wird in dem vorliegenden Werk eine wertvolle Hilfe finden und die Unmenge von Literaturhinweisen werden ihm ein rasches Eindringen in Spezialprobleme erleichtern. R. Penndorf.

VDI-Jahrbuch 1936. Die Chronik der Technik. Din A 5. 192 S. Berlin 1936. VDI-Verlag. RM 3.50.

Zum dritten Male erscheint das VDI-Jahrbuch. In lexikonartiger Darstellung vermittelt es, an das VDI-Jahrbuch 1935 anschließend, von 85 Fachleuten bearbeitet, einen Jahresüberblick über die wissenschaftlichen und praktischen Fortschritte auf allen Gebieten des Ingenieurwesens. Wenn auch naturgemäß auf so knappem Raum nicht Vollständigkeit erzielt werden kann, so bietet es doch eine ausgezeichnete Jahresschau technischer Arbeit; besonders wertvoll die in 2500 Randnoten zusammengefaßten über 600 Schrifttumshinweise. Daß die Verfasser der einzelnen Beiträge von Jahr zu Jahr wechseln, ist für die Objektivität der Darstellung nur von Nutzen. Den Leser der Physik. Zeitschrift interessiert im wesentlichen der erste Abschnitt „Angewandte Wissenschaften", der allein in über 400 Randnoten etwa 700 Schrifttumsnachweise enthält. Für den Ingenieur bedeutet das Jahrbuch 1936 wieder wie die beiden vorangegangenen Bücher ein wertvolles Hilfsmittel, für dessen Herausgabe man dem Verlag und den Verfassern der einzelnen Beiträge dankbar sein muß. A. Naumann.

NACHRICHTEN.

Ernannt: Der Dozent an der Universität Göttingen Dr. Fritz Micheel zum nichtbeamteten a. o. Professor der organischen Chemie an der Universität Münster, Dr. Georg Jayme Hawkesbury Canada zum ord. Professor für Zellulosechemie an der Technischen Hochschule Darmstadt, Dr. Karl Grünholz zum ord. Professor der Elementarmathematik an der Universität Würzburg, der ord. Professor an der Universität Tübingen Dr. Hans Geiger zum ord. Professor der Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Berlin, der wissenschaftliche Leiter der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena Professor Dr. August Sieberg zum Direktor dieser Anstalt, der Dozent für Physikalische Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Walther Kangro zum a. o. Professor an derselben Hochschule.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Würzburg Dr. Rudolf Weinland.

Angebote

Am Physikalisch-chemischen Institut einer Hochschule wird zum 1. Oktober d. Js. eine

planm. Assistentenstelle

frei. Bewerber möchte möglichst Erfahrungen in Tieftemperaturarbeiten besitzen (nicht Bedingung). Gelegenheit zur Habilitation.

Bewerbungen unt. S. H. 59 an die Verlagsbuchhandlg.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Leipzig. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. IV. Vj. 1935: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.